

Untersuchung lasergeheizter Plasmen für
Wechselwirkungsexperimente von Schwerionen
mit ionisierter Materie

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von
Dipl. Phys. Matthias Geißel
aus Alsfeld

Darmstadt 2002
D17

Referent: Prof. Dr. W. Seelig
Korreferent: Prof. Dr. Dr. h.c./RUS D.H.H. Hoffmann
Tag der Einreichung: 20.11.2002
Tag der Prüfung: 17.12.2002

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde erstmalig eine umfassende Beschreibung des Plasmatargets durchgeführt, das an der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH (GSI) in Darmstadt für Wechselwirkungsexperimente mit Schwerionenstrahlen eingesetzt wird. Es handelt sich hierbei um Folien von 4,5-5 μm Dicke, die mit dem nhelix-Lasersystem beschossen werden. Die Arbeit stellt eine konsequente Erweiterung der Untersuchungen zum Energieverlust schwerer Ionen in Laserplasmen von Roth¹ und zu der Ladungszustandsverteilung von Schwerionenstrahlen in lasererzeugten Plasmen von Süß² dar. Verbesserte spektroskopische Methoden und neue Instrumente führten mit dieser Arbeit zu der bisher noch nicht verfügbaren Beschreibung der räumlichen und zeitlichen Temperaturentwicklung des Plasmas. Damit ist künftig eine genauere Modellierung der Wechselwirkungsprozesse möglich. Darüber hinaus wurden durch diese Messungen auf alternativem Wege Daten zur Expansionsdynamik ermittelt, die die Annahme einer vorwiegend eindimensionalen Expansion bestätigen. Eine solche Annahme ist Grundvoraussetzung für die bisher benutzten Modelle zur Wechselwirkung schwerer Ionen mit Materie.

Der Einsatz von sphärisch gebogenen Kristallen ermöglichte eine räumliche Auflösung von Spektren des Targets bei einer spektralen Auflösung $\lambda/\Delta\lambda > 10^3$. Da die Wellenlänge von Kohlenstoff-Spektrallinien grundsätzlich zu groß für Kristallspektrometer ist, wurde die Umstellung auf ein modifiziertes Target nötig. Die Verwendung von Teflon (CF_2) anstelle von Kohlenstoff ermöglichte den Einsatz von Glimmerkristallen, die die helium- und wasserstoffähnlichen Spektrallinien von Fluor in erster Ordnung abbilden können. Es wurde gezeigt, dass im Kerngebiet des Targetplasmas Temperaturen von $k \cdot T = 150 - 200 \text{ eV}$ bei mittleren Elektronendichten $n_e \approx 3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ erreicht werden. Ein Vergleich des Energieverlustes von Schwerionen in Kohlenstoff und in Teflon erzielte im Rahmen eines Fehlers von ca. 10% die gleichen Resultate von $dE_{\text{Plasma}} \approx 900 \text{ keV/u}$ bei Werten von 485 bzw. 501 keV/u in der kalten Folie. Dies verstärkt die Relevanz der spektroskopischen Aussagen für frühere Experimente und empfiehlt einen Einsatz von Fluor im Targetmaterial für zukünftige Experimente.

Im Rahmen der hier dargestellten Arbeit wurde darüber hinaus ein Spektrometer für den fernen Ultraviolettbereich (XUV) konstruiert, das mit Gittern variabler Strichabstände in streifendem Einfall bei $\lambda = 1 - 30 \text{ nm}$ Wellenlänge betrieben werden kann. Das konzeptionelle Design dieses Spektrometers ermöglichte den Anbau einer Röntgen-Schmierbildkamera („Streak-Kamera“), mit der die zeitliche Entwicklung des Spektrums untersucht wurde.

Zur Interpretation der aufgenommenen Spektren wurde ein reduziertes Modell zur Simulation von Spektren erstellt, das auf einem modifizierten Ionisationsmodell aus der Literatur und einigen grundsätzlichen, atomphysikalischen Überlegungen basiert.

Abstract

In this thesis a comprehensive characterization of the plasma target, that is used for interaction experiments with heavy ion beams at the Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH (GSI) in Darmstadt, is given. The target consists of a foil with a thickness of $4.5\text{--}5\text{ }\mu\text{m}$ being heated by the **nhelix** laser system. This thesis is a consequent extension of investigations of the energy loss of heavy ions in laser produced plasmas by Roth¹ and of charge state distributions of the interacting heavy ion beam performed by Süß². Improved spectroscopic methods and new instruments in this thesis lead to a description of the spatial and temporal evolution of the temperature, which had not been available before. Hence, a more detailed modeling of the interaction processes becomes feasible. In addition, these measurements resulted in alternative methods to achieve data on the expansion dynamics, that confirmed the assumption of a primarily one-dimensional target plasma expansion. This assumption is a crucial requirement for the models, that have been used previously to describe the interaction of heavy ions with matter.

The use of spherically bent crystals permits high spatial resolution of the plasma target with a spectral resolution $\lambda/\Delta\lambda > 10^3$. As the wavelengths of the spectral lines of carbon are basically too large for crystal spectrometers, it was necessary to modify the target. The use of Teflon (CF_2) instead of carbon permitted the application of mica crystals that can image the helium- and hydrogen-like spectral lines of fluorine in first order of diffraction. It was shown, that temperatures of $k \cdot T = 150 - 200\text{ eV}$ are present in the core region at average electron densities of $n_e \approx 3 \cdot 10^{20}\text{ cm}^{-3}$.

A comparison of the energy loss of heavy ions in carbon and in Teflon showed the same results of $dE_{\text{Plasma}} \approx 900\text{ keV/u}$ with respect to an error bar of about 10% with cold foil values of 485 and 501 keV. This strengthens the relevance of the spectroscopic data to previous experiments and it can therefore be recommended to apply fluorine in the target material for future experiments.

In the framework of this thesis a spectrometer for the far ultraviolet regime (XUV) was constructed, that applies gratings with varying groove distances in grazing incidence at wavelengths of $\lambda = 1 - 30\text{ nm}$. The conceptual design of this spectrometer permitted the deployment of an X-ray streak camera, that was used to investigate the temporal evolution of the spectra.

For the interpretation of the recorded spectra a reduced model for the simulation of spectra has been developed, that is based on a modified ionization model taken from literature and on several fundamental assumptions of atomic physics.

[Auch] eine lange Reise
beginnt mit *einem* Schritt.
(Laotse)

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen zur Diagnostik dichter Plasmen	5
2.1	Wechselwirkung von Ionen mit Plasmen	5
2.1.1	Ladung der Projektile	5
2.1.2	Bremsvermögen von Plasmen	5
2.2	Expansion eines heißen und dichten Plasmas	6
2.3	Laser-Plasma-Wechselwirkung	8
2.3.1	Kritische Dichte und Plasmafrequenz	9
2.3.2	Absorptionsdynamik und Vorplasma	10
2.4	Erzeugung von XUV-Strahlung	10
2.4.1	Spektrallinien von Ionen	11
2.4.2	Kontinuierliche Strahlungsverteilungen	25
2.5	Opazitäten in dichten Plasmen	27
3	Aufbau der Experimente	29
3.1	Energieverlust schwerer Ionen in Laserplasmen	29
3.1.1	Der UNILAC Linearbeschleuniger an der GSI	29
3.1.2	Erzeugung des Targetplasmas	30
3.1.3	Strahlführungen und Detektoren am Z6 Messplatz	32
3.2	Spektroskopie mit Glimmer-Kristallen	35
3.2.1	Spektrometer mit sphärisch gebogenen Kristallen	36
3.2.2	Experimenteller Aufbau	37
3.3	Spektroskopie mit einem „Flat-Field“ Gitter	38
3.3.1	Design des Spektrometers	38
4	Auswertung der Messungen	43
4.1	Energieverlust von Nickel in Kohlenstoff und CF_2	43
4.1.1	Unterdrückung von Störstrahlung	43
4.1.2	Messung des Energieverlustes	44
4.2	Zeitlich aufgelöste Spektroskopie	47

4.2.1	Verarbeitung der Messdaten	47
4.2.2	Ermittlung von Plasmatemperaturen	49
4.2.3	Auswertung des Kontinuums	52
4.2.4	Dauer der XUV-Emission	54
4.3	Ortsaufgelöste Spektroskopie	56
4.3.1	Auswertung der Intensitätsverhältnisse der Resonanzlinien . .	56
4.3.2	Auswertung der Li-ähnlichen He_α -Satelliten	59
4.4	Plasmadynamik	63
4.4.1	Pinhole-Aufnahmen	63
4.4.2	Einfluss der Quellgröße auf Röntgenspektren	64
4.4.3	Laterale Ausdehnung und Abströmgeschwindigkeit	67
5	Resümee und Ausblick	69
5.1	Erwartungen und Ergebnisse	69
5.2	Erkenntnisse	70
5.3	Implikationen für künftige Experimente	71
	Literatur	72

Abbildungsverzeichnis

1.1	Energieverlust von Schwerionen in Laserplasmen	2
2.1	Relative zeitliche Änderung des Plasmavolumens	7
2.2	Ionenhäufigkeiten in Teflon gemäß SAHA	13
2.3	Mittlerer Ladungszustand in einem Teflonplasma	13
2.4	Verhältnis von Ratengleichung zu Boltzmannstatistik (1)	16
2.5	Verhältnis von Ratengleichung zu Boltzmannstatistik (2)	17
2.6	Ionenhäufigkeit von Fluor gemäß einer modifizierten SAHA-Gleichung	18
2.7	$\langle Z \rangle$ von Fluor gemäß einer modifizierten SAHA-Gleichung	18
2.8	Beispiel einer Satellitenlinie	21
2.9	Dichteentwicklung verschiedener Satellitenlinien (qualitativ)	23
3.1	Der UNILAC Beschleuniger an der GSI	30
3.2	Schematischer Aufbau des nhelix Lasersystems	31
3.3	Der Z6 Messplatz	33
3.4	Skizzierung der Energieverlust-Messmethode	34
3.5	Kristallspektrometer in der Johansson Geometrie	36
3.6	Aufbau der Experimente mit Glimmer-Kristallspektrometern	37
3.7	Konzept eines „Flat-Field“-Gitters	39
3.8	Definition des Blazing-Winkels	39
3.9	Dispersion des Hitachi-Spektrometergitters	40
3.10	Aufbau für zeitaufgelöste Spektroskopie	41
3.11	Effizienz des Flat-Field Spektrometers	42
4.1	Auswirkung des Röntgenblitzes auf den Stopptektor	44
4.2	Energieverlust von Nickel in C und CF_2	45
4.3	Einfluß der Foliendicke auf die Energieverlusterhöhung	46
4.4	Zeitaufgelöstes Teflonspektrum, unkorrigiert	48
4.5	Schnitte durch ein zeitaufgelöstes Teflonspektrum, korrigiert	48
4.6	Vergleich zwischen gemessenem und simuliertem Spektrum, zeitaufgelöst	49
4.7	Vergleich zwischen exakten Rechnungen und dem reduzierten Modell	51

4.8	Zeitliche Entwicklung der Plasmatemperatur in Teflon	52
4.9	Temperaturbestimmung aus Kontinuum-Spektren	53
4.10	PIN-Diodenmessung der Laseremission	54
4.11	Zeitlicher Verlauf der XUV-Emission	55
4.12	Vergleich zwischen gemessenen und simulierten Spektren, orts aufgelöst	57
4.13	Räumliche Entwicklung der Plasmatemperatur in Teflon	58
4.14	Definition der He_α -Satellitengruppen	59
4.15	Simulationen zu Li-ähnlichen He_α -Satellitenlinien von Fluor	61
4.16	Auswertung der Satellitenspektren	62
4.17	Röntgenpinhole-Aufnahmen	64
4.18	Aufnahme eines He_α -Spektrums, orts aufgelöst	65
4.19	He_α -Linienbreite im Abstand von der Targetebene	66
4.20	Räumliche Entwicklung der He_α -Linie	67

Kapitel 1

Einleitung

Ein traditioneller Schwerpunkt der Forschungsarbeiten in der Abteilung Plasmaphysik bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH (GSI) ist die Wechselwirkung von schweren Ionen mit extern erzeugten Plasmen. Gegenstände der Untersuchungen sind der Energieverlust schwerer Ionen in Plasmen und die Veränderung der Ladungszustandsverteilung der Projektile im Targetplasma. Nach ersten Experimenten mit Gasentladungen³⁻⁶ wurde der **nhelix**-Laser (**ns-Hochenergie-Laser für Ionenexperimente**) aufgebaut. **nhelix** ist ein 100 J Nd:YAG/Nd:Glas-Pulslasersystem mit einer Pulslänge von 12-15 ns. Mit Hilfe dieses Lasers können Plasmen höherer Dichte als bei Gasentladungen (bis zur kritischen Elektronendichte der Laserstrahlung von 10^{21} cm^{-3}) und höherer Temperaturen ($> 100 \text{ eV}$) erzeugt werden.

Energieverlust schwerer Ionen in Laserplasmen

Die Untersuchung der Wechselwirkung von schweren Ionen in lasererzeugten, teilionisierten Plasmen konnte einen stark erhöhten Energieverlust der Projektile im Plasma gegenüber dem in einer kalten Folie messbaren Energieverlust nachweisen¹. Dies wird durch die Existenz von freien Elektronen und erhöhten Ladungszuständen der Projektilionen verursacht. Experimente in teilionisierten Plasmen bei Gasentladungen lieferten eine gute Übereinstimmung zwischen den Messungen des Energieverlustes und der Berechnung durch eine modifizierte Bohr-Bethe-Bloch Formel. Hierbei wurde angenommen, dass die Verteilung der Ladungszustände der Projektilionen im Plasma identisch mit der Verteilung in einem kalten Gas ist⁶.

Die experimentellen Ergebnisse an lasererzeugten, teilionisierten Plasmen liefern unter der Annahme einer Ladungszustandsverteilung der Projektilionen, wie sie sich in kaltem Gas einstellt, jedoch einen zu hohen Energieverlust. Erklärbar wird die Höhe des Energieverlustes nur durch die Annahme einer höheren effektiven Projektila-

ung, wie beispielsweise in einem Festkörper. In Abbildung 1.1 sind die Messungen des Energieverlustes von Zink-Ionen im Festkörper (Bunch 1-4), Plasma (Bunch 5-14, nach dem Laserpuls) und im Vakuum (nach vollständiger Ausdünnung des Plasmas, Bunch 20-30) aufgetragen und mit Berechnungen für verschiedene Ladungszustände verglichen.

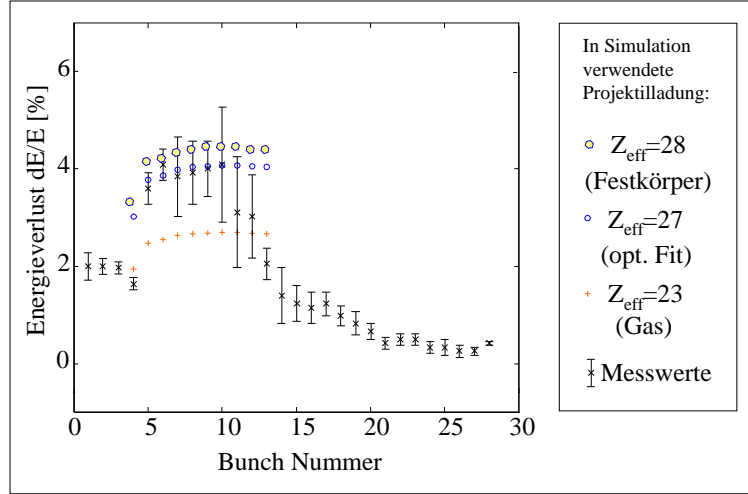


Abbildung 1.1: Energieverlust von Zinkionen im Kohlenstoff-Laserplasma in Abhängigkeit des effektiven Ladungszustandes des Projektils. Die mit Fehlerbalken versehenen Datenpunkte sind die bei den *nhelix*-Experimenten gemessenen Werte¹.

Ladungszustände schwerer Ionen in lasererzeugten Plasmen

Um den hohen Energieverlust in Laserplasmen besser erklären zu können, wurden Ladungsspektroskopie-Experimente an den gleichen Plasmen mit einer hohen zeitlichen Auflösung durchgeführt². Diese ergaben, dass die Ladungszustandsverteilung im teilionisierten Plasma tatsächlich mit denen im Festkörper vergleichbar sind. Dadurch wurde die Abweichung der Messungen des Energieverlustes von den bisher benutzten Modellen reduziert. Letzte Abweichungen sollen im Rahmen von Kooperationen mit Theoriegruppen geklärt werden. Für die erforderliche Modellierung sowohl der Energieverluste als auch der Ladungsverteilungen ist eine präzise Kenntnis der Plasmaparameter unerlässlich. Neben der Elektronendichte sind vor allem die Ladungszustände der Targetionen, die Temperatur und die Expansionsdynamik des

Plasmas von entscheidender Bedeutung. Bisher waren keine ausreichenden Daten zur detaillierten Beschreibung des Plasmas verfügbar. Aus diesem Grunde ist eine umfassende Diagnostik des Laserplasmas notwendig, welche die Grundlage dieser Arbeit darstellt.

Diagnostische Anforderungen

Da einerseits der Rahmen der vorangegangenen Experimente berücksichtigt werden musste, und andererseits möglichst viele zusätzliche Informationen gewonnen werden sollten, musste die Art der diagnostischen Methoden mit Sorgfalt gewählt werden. Als klassische Diagnostik bietet sich die Spektroskopie an, die in dieser Arbeit das Kernstück darstellt. Die bisher verwendeten Kohlenstoff-Targets boten jedoch für die betrachteten Plasmen nur unzureichende Voraussetzungen, da z.B. Kristallspektrometer nicht einsetzbar sind, und Gitterspektrometer weitgehend in Spektralbereichen arbeiten, die wegen der hohen Temperaturen keine Linien mehr bieten, oder eine zu geringe Auflösung haben.

Der Einsatz von Teflon (CF_2) als Targetmaterial und die Konstruktion eines neuen Spektrometers, dass mit einem hochauflösenden Gitter variabler Strichbreite arbeitet, machten den Einsatz verschiedener Spektrometer mit räumlicher und zeitlicher Auflösung möglich. Mit Lochblenden-Abbildungen (im Folgenden als Pinhole-Aufnahmen bezeichnet) wurden ausserdem zeitintegrierte Abbildungen des expandierenden Plasmas aufgenommen.

Das Zusammenspiel von Hochenergielaser, Schwerionenstrahl und Plasma stellt ein besonders vielfältiges und interessantes Feld dar, erfordert aber auch die Berücksichtigung vieler physikalischer Phänomene und Modelle. Diese Arbeit enthält daher in den jeweiligen Kapiteln mehrere zunächst unabhängige Abschnitte zu diesen Bereichen, die erst durch das Gesamtziel, nämlich das bessere Verständnis der Wechselwirkung von Schwerionenstrahlen mit Laserplasmen bei genauer Kenntnis der Plasmaparameter, ein komplettes Bild ergeben.

Die folgenden Kapitel zu den *Grundlagen*, den durchgeführten *Experimenten* und deren *Auswertung* gliedern sich entsprechend zunächst in einen Teil, der sich mit dem Energieverlust von Ionenstrahlen in Materie beschäftigt, einen Teil, der die Erzeugung des Plasmas beschreibt und den ausführlichsten Teil, in dem die spektroskopischen Fragestellungen und Ergebnisse beleuchtet werden. Ein abschließendes Kapitel fasst die Ergebnisse zusammen und beschreibt die Implikationen dieses Experiments für weitere Experimente.

Kapitel 2

Grundlagen zur Diagnostik dichter Plasmen

2.1 Wechselwirkung von Ionen mit Plasmen

Wenn Ionenstrahlen Materie durchdringen, so sind drei Wechselwirkungsprozesse charakterisierend: Energieverlust, Umladung und Streuung. Wegen der geringen Flächenbelegungsdichte der in dieser Arbeit verwendeten Targets (1 mg/cm^2) spielt die Streuung keine Rolle und soll im Weiteren nicht berücksichtigt werden. Bremsvermögen und Ladungszustandsverteilung sind jedoch von eminenter Bedeutung und seit Jahren Gegenstand der Forschung an Beschleunigeranlagen.

2.1.1 Ladung der Projektilen

Für beschleunigertypische Projektilgeschwindigkeiten, die deutlich über der thermischen Geschwindigkeit von freien Elektronen in einem ns-Laserplasma liegen, ergibt sich eine hohe Wahrscheinlichkeit für Ionisation, die mit zunehmender Projektilgeschwindigkeit steigt. Semi-empirische Formeln zur Berechnung von Gleichgewichtsladungszuständen wurden von Betz⁷ (kalte Gase), Peter⁸ (Plasmen) und an der GSI (Festkörper) gefunden. Während für Plasmen mit Elektronendichten von weniger als 10^{20} cm^{-3} die Ladungsverteilung eines kalten Gases vorherrscht⁹, stellt sich in dichteren Plasmen ein höherer Gleichgewichtsladungszustand ein, der mit dem Wert im Festkörper vergleichbar ist. Detaillierte Ausführungen dazu finden sich bei Süß².

2.1.2 Bremsvermögen von Plasmen

Ein Ion, das Materie durchdringt, erfährt durch die Wechselwirkung mit Ionenrümpfen und Elektronen des Targets einen Energieverlust. Nach der Theorie zur Wechselwirkung von Ionen mit Materie von Bethe¹⁰ ist dieser im wesentlichen von dem

Projektil-Ladungszustand Z_p und der Wechselwirkung zwischen Projektil und Targetelektronen bestimmt. Im Detail lautet die Formel¹¹:

$$-\frac{dE}{dz} = \frac{16\pi a_0^2 I_H^2 Z_p^2}{m_e v_p^2} \left[\sum_{Z=0}^{Z_K} (Z_K - Z) n_z \ln \left(\frac{2m_e v_p^2}{I_Z} \right) + n_e \ln \left(\frac{2m_e v_p^2}{\hbar \omega_P} \right) \right] \quad (2.1)$$

Hierbei bedeuten dE/dz den spezifischen differentiellen Energieverlust des Ions, a_0 den Bohrschen Radius, I_H die Ionisationsenergie des Wasserstoffs, m_e die Masse des Elektrons, v_p die Geschwindigkeit des Projektils, n_z die Dichte der Z -fach geladenen Plasmaionen mit Kernladungszahl Z_K , I_Z den mittleren Energieübertrag bei einem Stoß zwischen einem Projektil und einem Plasmaion mit Ladungszahl Z , und ω_P die Plasmafrequenz.

2.2 Expansion eines heißen und dichten Plasmas

Um die Wechselwirkung von Ionenstrahlen mit Plasmen quantitativ untersuchen zu können, muss neben dem mittleren Ladungszustand und Energieverlust auch die Flächendichte des Targets genau bekannt sein. Da ein Plasma expandiert, ist der Liniendichte, d.h. der Anzahl von Teilchen pro Quadratzentimeter des Targets, besondere Aufmerksamkeit zu widmen. Ist beispielsweise das Plasma nahezu punktförmig, so muss mit einer sphärischen Expansion gerechnet werden und die Liniendichte nimmt mit der Zeit kontinuierlich ab. Zur Abschätzung dieses Effekts ist exakte Kenntnis über die Temperatur und Ausdehnung des Plasmas erforderlich.

Idealer Weise ist die geheizte Fläche deutlich größer als die mit dem Ionenstrahl wechselwirkende Fläche. Damit ergeben sich für das Wechselwirkungsvolumen und dessen Umgebung gleiche Bedingungen von Druck und Temperatur, so dass genauso viele Teilchen durch ihre thermische Bewegung das Volumen verlassen wie in das Volumen eindringen. So können die physikalischen Randbedingungen auf ein eindimensionales Problem reduziert werden.

Die Größe der bestrahlten Fläche wird allerdings begrenzt durch die zur Verfügung stehende Pulsenergie des Lasers. Wird die Fläche zu groß gewählt, so können die gewünschten Plasmabedingungen nicht mehr erzeugt werden. Im Falle dieser Arbeit muss die bestrahlte Fläche von vornherein größer gewählt werden, als es bei Laser-Experimenten üblich ist. Obwohl man einen Nd:Glas-Laser auf weniger als $50 \mu\text{m}$ fokussieren kann, wird hier ein Fokus von 0,5-1,2 mm gewählt, da das Laserplasma als Target für einen Ionenstrahl dienen soll, der nicht kleiner fokussiert werden kann. Um bei diesen relativ großen Flächen eine Folie von mehreren Mikrometern Dicke zu einem hochionisierten Plasma zu heizen, bedarf es eines energiereichen Lasers, wie er an der GSI mit dem nhelix-System zur Verfügung steht (siehe Kapitel 3.1.2). Die ma-

ximale relative Ausdünnung der integralen Liniendichte kann durch die Ausdehnung aufgrund der Schallgeschwindigkeit des Plasmas abgeschätzt werden¹³:

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma Z k T_e}{m_i}}. \quad (2.2)$$

Hierbei stehen γ für den Adiabatenkoeffizienten und Z für den Ladungszustand des Ions mit der Masse m_i . Für Fluor ergibt sich bei einer Elektronentemperatur von $kT_e=170$ eV und einem Fokusbereich von 1 mm eine relative Änderung der Ausdehnung des Plasmas gemäß Abbildung 2.1. Es versteht sich, dass dies eine obere Abschätzung darstellt, da innerhalb der betrachteten Zeit die Temperatur und damit die Schallgeschwindigkeit erst zu ihrem maximalen Wert anwachsen müssen.

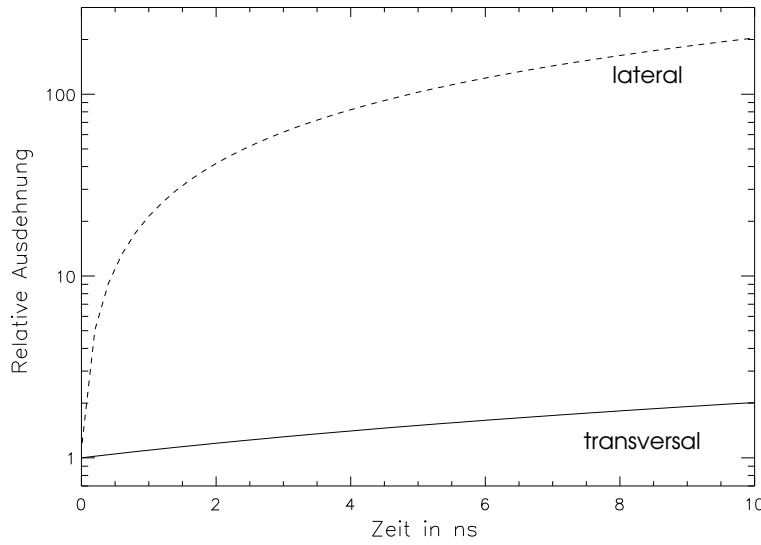


Abbildung 2.1: Relative zeitliche Änderung der Ausdehnung für ein Fluorplasma mit 1,0 mm Durchmesser bei $kT_e=170$ eV. Die durchgezogene Linie stellt die Ausdehnung parallel zur Targetoberfläche dar, welche einen Einfluss auf die integrale Liniendichte hat. Die gestrichelte Linie stellt zum Vergleich die relative Ausdehnung senkrecht zur Targetoberfläche dar, die keinen Einfluss auf die integrale Liniendichte hat.

Außerdem wird die Expansion des Plasmas durch eine Verteilung von Teilchengeschwindigkeiten nach Maxwell beeinflusst, so dass bei einer isothermen Expansion ein exponentieller Abfall der Dichte mit dem Abstand z gemäß Gleichung 2.3 besteht¹⁴.

$$n(z) = n_0 e^{-\frac{z}{c_s t}} \quad (2.3)$$

Für die Interpretation des Energieverlustes ist insbesondere der Vergleich des letzten ungestörten Messpunktes mit dem ersten Messpunkt im Plasma wichtig. Unter

Berücksichtigung der Taktfrequenz des Beschleunigers (108 MHz), der mit seinen gepulsten Ionenpaketen einzelne Messzeitpunkte erlaubt, beträgt die Zeit zwischen ungestörtem und gestörtem Messpunkt maximal 9,2 ns. Die Abschätzung einer Ausdehnung des Plasmas wird entsprechend Abbildung 2.1 nur für die ersten zehn Nanosekunden getroffen.

Innerhalb des Intervalls zwischen den ersten beiden Messpunkten kann die Liniendichte schlimmstenfalls halbiert werden. Sollte dieses Modell der isotropen Expansion des Plasmas zutreffen, so müssten die Liniendichte und das Bremsvermögen des Plasmas innerhalb von wenigen zehn Nanosekunden deutlich fallen. In Kapitel 4.1 wird sich jedoch herausstellen, dass dies nicht der Fall ist.

Eine alternative Abschätzung, ob eine eindimensionale Annahme gerechtfertigt ist, bietet Max für Laserplasmen an¹⁵. Unter Berücksichtigung der Skalenlänge der Elektronentemperatur und der Ionen-Schallgeschwindigkeit wird hier ein Grenzwert für den minimalen Fokusbereich angegeben:

$$R_{fokal} > 150 \mu\text{m} \sqrt{\frac{Z}{A}} \sqrt{\frac{T_e}{1 \text{ keV}}} \cdot \frac{\tau_L}{1 \text{ ns}}. \quad (2.4)$$

Dabei steht τ_L für die Pulsdauer des Lasers. Bei denselben Bedingungen wie denen von Abbildung 2.1 ergibt sich ein minimaler Fokusbereich von 570 μm . Dies liegt deutlich unter den bei den Energieverlustexperimenten verwendeten Foki.

Ein weiterer Einfluss auf die Ausdehnung des Plasmas kann durch die Generation von magnetischen Feldern bei der Absorption intensiver Laserpulse entstehen. Nach Forslund und Brackbill¹⁶ können in Laserplasmen selbst-induzierte Magnetfelder in der Plasmakorona entstehen, welche über 30% der absorbierten Energie konvektiv entlang der Tagetnormalen transportieren und damit eine starke Kollimation des abströmenden Plasmas verursachen. Obwohl in dieser Veröffentlichung von etwas höheren Intensitäten ausgegangen wurde, kann dieser Effekt in den hier beobachteten Experimenten eine Rolle spielen, zumal vor allem niedrigere Elektronenenergien im Plasma für den Kollimationseffekt verantwortlich gemacht werden.

2.3 Laser-Plasma-Wechselwirkung

Der Zustand von Materie unter Einfluss intensiven, kohärenten Lichtes wird besonders von der Reaktion der Elektronen auf das elektrische Feld einer elektromagnetischen Welle dominiert. Umgekehrt sind es vor allem die Dichte und die Zustände der Elektronen, von denen die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen abhängt. Für die genaue Beschreibung der Laser-Plasma-Wechselwirkung sind die Gesetze der klassischen Physik im Allgemeinen nicht mehr gültig. Während die mikroskopische Wechselwirkung zwischen Welle und Teilchen auf die dualistischen Modelle der

Quantenmechanik zurückgreift, erzwingen hohe kinetische Energien der Elektronen bei sehr hohen Laserintensitäten die Berücksichtigung relativistischer Effekte. Letzteres ist jedoch erst bei deutlich höheren Intensitäten ($\gg 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$) als in den hier beschriebenen Experimenten ($< 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$) nötig. Eine quantenmechanische Beschreibung ist zumeist nicht notwendig, da die relevanten Prozesse durch die Wechselwirkung sehr vieler Teilchen erfolgt (hohe Photonenzahlen und große Volumina).

Im Folgenden werden einige Grundbegriffe und Mechanismen zur Wechselwirkung von Materie mit Laserstrahlung geschildert, wobei der Einfluss der Polarisierung vernachlässigt wird. Alle Experimente wurden mit senkrechtem Lasereinfall durchgeführt.

2.3.1 Kritische Dichte und Plasmafrequenz

Im Gegensatz zu Ionenstrahlen, die tief ins Innere von Materie eindringen können, wird intensives Laserlicht bereits an der Oberfläche eines Festkörpers absorbiert. Bei diesem Vorgang erhitzt sich die Materie und wird soweit ionisiert, bis die Dichte der freien Elektronen einen Grenzwert erreicht hat. Diese „kritische Dichte“ n_{crit} hängt von der Frequenz des Laserlichtes ab. In einem Plasma können freie Elektronen im elektrischen Feld der Ionen schwingen. Diese Schwingung wird auch Plasmonenschwingung genannt. Die elektrischen Felder steigen mit zunehmender Ionisation und daher mit der Elektronendichte an, so daß die Eigenfrequenz dieser Schwingung mit der Elektronendichte ansteigt. Man nennt diese Frequenz auch „Plasmafrequenz“ ω_p . Besitzt eine elektromagnetische Welle eine höhere Frequenz als die Plasmafrequenz, so kann ein freies Elektron dieser nicht folgen, und die Welle breitet sich im Medium aus. Ist die Frequenz der Welle jedoch gleich oder geringer als die Plasmafrequenz, so folgt das Elektron der anregenden Welle, wodurch ein kompensierendes elektrisches Feld erzeugt wird. Die Welle kann sich in diesem Medium nicht ausbreiten. Wird die Welle nicht in einem unterkritischen Übergangsbereich absorbiert (\rightarrow Vorplasma / Halo), so wird sie reflektiert. Für Plasmafrequenz und Elektronendichte n_e gilt der Zusammenhang

$$\omega_p = \sqrt{n_e \cdot \frac{e^2}{\epsilon_0 m_e}}. \quad (2.5)$$

Die kritische Dichte eines Plasmas ergibt sich aus Gleichung 2.5 für eine Laserfrequenz ω_{laser} als

$$n_{crit} = \frac{\epsilon_0 m_e}{e^2} \cdot \omega_{laser}^2. \quad (2.6)$$

Das nhelix-Lasersystem arbeitet bei einer Wellenlänge von $\lambda=1064 \text{ nm}$, was einer Kreisfrequenz $\omega_{nhelix} = 2\pi c/\lambda = 1,77 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ entspricht. Die korrespondierende kritische Dichte ist entsprechend $n_{crit} = 9.86 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Die maximal mit diesem Laser erreichbare Elektronendichte beträgt also etwa 10^{21} cm^{-3} .

2.3.2 Absorptionsdynamik und Vorplasma

Laser mit einem extremen zeitlichen Kontrast, wie moderne Chirped-Pulse-Systeme, die innerhalb weniger Femtosekunden einen Intensitätsanstieg um mehr als 10^6 erreichen, können instantan ein Plasma mit kritischer Dichte erzeugen, sofern nicht bereits durch Vorpulse ein Plasma erzeugt wurde. Ein großer Teil der Energie wird dabei vom Plasma reflektiert. Systeme wie **nhelix** haben jedoch Gauß-ähnliche Pulsprofile im Nanosekundenbereich, welche zu einem anderen Absorptionsverhalten führen. Bereits während des Anstiegens des Laserpulses wird ein Plasma erzeugt. Dieses expandiert, ehe das Maximum der Laserintensität erreicht ist. Da die Expansion des Plasmas durch die thermischen Geschwindigkeiten, die einer Maxwell-Verteilung folgen, bestimmt wird, ergibt sich eine exponentielle Abnahme der Dichte mit der Entfernung von der Targetoberfläche, wie in Kapitel 2.2 bereits geschildert wurde. In diesem sogenannten Vorplasma wird die Laserenergie absorbiert. Die vorherrschenden Prozesse hierbei sind Thompson-Streuung (elastisch, also keine eigentliche Absorption, sondern Abschwächung gerichteter Strahlung entlang der Trajektorie) und inverse Bremsstrahlung. Beide Prozesse werden mit zunehmender Elektronendichte effizienter, und somit wird die Laserenergie hauptsächlich unmittelbar vor dem Bereich kritischer Dichte absorbiert. Die Temperatur steigt nun, und das heiße Plasma erodiert weitere Schichten des Targets ab. Ein Teil der Laserenergie wird durch Schockwellen und heiße Elektronen in das Target transportiert.

2.4 Erzeugung von XUV-Strahlung

Die Auswertung der XUV-Strahlung der Plasmen stellt den größten Schwerpunkt in dieser Arbeit dar. Entsprechend wird im Folgenden besonders auf die zu Grunde liegende Physik eingegangen. Die Komplexität des Gebietes und die Verwendung einiger spezieller Terminologien erfordert eine ausführliche Beschäftigung mit den Modellen der Atomphysik bzw. Spektroskopie im Zusammenhang mit ionisierter Materie.

Die von einem Plasma emittierte elektromagnetische Strahlung setzt sich aus verschiedenen Anteilen zusammen. In Plasmen geringer Dichte ist Linienstrahlung, d.h. der unter Emission eines Photons stattfindende Übergang eines Elektrons von einem höheren in ein niedrigeres energetisches Niveau innerhalb eines Ions, dominant. Mit zunehmender Dichte des Plasmas wird die Interpretation von Spektrallinien aufwändiger und der Anteil von kontinuierlicher Strahlung im Spektrum (Rekombinationsstrahlung und Bremsstrahlung) nimmt zu. Bei sehr hohen Dichten verhält sich ein Plasma wie ein Planckscher Strahler, d.h. es emittiert ein Kontinuum, dessen spektrale Form und Intensität einzig durch die Temperatur bestimmt sind. Sowohl

Linien- als auch Kontinuumsstrahlung werden entscheidend durch die Temperatur des Plasmas beeinflusst. Bei Temperaturen, die von Laserplasmen erreicht werden, ist Strahlung im extremen Ultraviolett und im Röntgenbereich vorherrschend.

2.4.1 Spektrallinien von Ionen

Bei der Untersuchung von Spektrallinien ist es hilfreich, möglichst viele Informationen über den Zustand der Ionen zu besitzen. So hat z.B. jeder Ladungszustand andere Spektrallinien, und verschiedene Temperaturen, Geschwindigkeiten, Elektronen-Konfigurationen, Dichten oder elektrische Umgebungen verändern Form und Lage der Linie.

Grundlage jeder Betrachtung von Spektrallinien sind die Energieniveaus, die das Leuchtelektron vor und nach der Emission besetzt. Die spektroskopische Beschreibung dieser Niveaus erfolgt durch Angabe der Hauptquantenzahlen n und Bahndrehimpulse l für jedes Elektron, sowie der Multiplizität $2S+1$ (S bezeichnet die Summe aller Spins), des Gesamtdrehimpulses L und der Spin-Bahn-Kopplungssumme J für das gesamte Atom bzw. Ion¹⁷. Das zusammengefasste Termschema lautet:

$$nl^{(h)} 2S+1 L_J,$$

wobei (h) ggf. die Häufigkeit der Elektronen mit gleichen Quantenzahlen n und l angibt. Das Schema für die Nummerierung der Quantenzahlen ist in Tabelle 2.1 dargestellt. So bedeutet beispielsweise $1s^2 2p^1 {}^2P_{1/2}$, dass sich zwei Elektronen in einem Zustand der Hauptquantenzahl 1 und des Drehimpulses 0, sowie eines in einem Zustand mit Hauptquantenzahl 2 und Drehimpulsquantenzahl 1 befinden. Das gesamte Ion besitzt den Spin $\frac{1}{2}$ und einen Drehimpuls von 1 bei einer Spin-Bahn-Kopplung von $\frac{1}{2}$.

Tabelle 2.1: Nummerierung der Quantenzahlen für das spektroskopische Termschema.

Quantenzahl	0	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{3}{2}$	2	$\frac{5}{2}$	3
n	-	-	1	-	2	-	3
l	s	-	p	-	d	-	f
S	0	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{3}{2}$	2	$\frac{5}{2}$	3
L	S	-	P	-	D	-	F
J	0	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{3}{2}$	2	$\frac{5}{2}$	3

2.4.1.1 Zustandsbesetzung im Plasma

Während in Kapitel 2.1 die Ladungsverteilung der Projektile (Ionenstrahl) betrachtet wurde, sind im Folgenden die Ladungszustände der Ionen im Plasma (Target) von Bedeutung, da Ionen unterschiedlicher Ladung auch unterschiedliche Spektrallinien erzeugen können. Alle weiteren Abschnitte aus Kapitel 2 beziehen sich auf die Ionen im Plasma und nicht auf die Projekte des Ionenstrahles, wenn Ladungszustände oder deren Verteilung erwähnt werden.

Die Häufigkeit der verschiedenen Ladungszustände in einem Plasma ist von den Mechanismen abhängig, die zur Ionisation und Rekombination führen. Während z.B. bei Feldionisation der Ladungszustand dominiert, der gerade noch von dem anliegenden Feld erzeugt werden kann, stellt sich bei stoßionisierten Plasmen eine breitere Ladungsverteilung ein, die in erster Linie von der Temperatur abhängt. Hierbei sind die vorherrschenden Rekombinationsprozesse von entscheidender Bedeutung. Wenn die Rekombination vorrangig durch strahlende Prozesse stattfindet, spricht man von einem Coronar-Plasma. Im lokalen thermischen Gleichgewicht (LTE, abgeleitet vom englischen *local thermal equilibrium*) dominiert die Rekombination durch drei-Körper-Stoßprozesse, und die Ladungsverteilung der sogenannten SAHA-Gleichung stellt sich ein:

$$\frac{N_e N_{Z+1}}{N_Z} = 2 \frac{\mathcal{Z}_{Z+1}(T)}{\mathcal{Z}_Z(T)} \frac{(2\pi m_e k)^{\frac{3}{2}}}{h^3} T^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_Z - \Delta E_Z}{kT}\right). \quad (2.7)$$

Hierbei bezeichnen N die Teilchendichte für Elektronen oder Ionen und \mathcal{Z} die Zustandssummen für die Ladungszustände Z bzw. $Z + 1$. Die Ionisationsenergie E wird wegen der Abschirmung durch die freien Elektronen um ΔE herabgesetzt. Abbildung 2.2 zeigt die Verteilung der Ladungszustände in einem Teflonplasma in Abhängigkeit von der Temperatur. Dabei wurde die Reduzierung des Ionisationspotential nach *Debye-Hückel*¹⁸ berechnet.

Die Zustandssummen $\mathcal{Z}_Z(T)$ wurden durch das statistische Gewicht des jeweiligen elektronischen Grundzustandes angenähert und ebenso wie die Ionisationspotentiale aus der Literatur für Flour¹⁹ und Kohlenstoff²⁰ entnommen. Eine Mittelung der Verteilungen in Abbildung 2.2 führt zu einem temperaturabhängigen Verlauf des mittleren Ladungszustandes im Plasma, der in Abbildung 2.3 gezeigt ist.

Im Falle von Laserplasmen ist meistens sowohl Strahlungs- als auch Stoßrekombination relevant. Eine exakte Beschreibung ist nur durch das Lösen von Ratengleichungen möglich. Das Verhältnis zwischen N_{Z+1} und N_Z ergibt sich aus den Raten für Stoßionisation Q_Z , Stoßrekombination R_{Z+1} und Strahlungsrekombination W_{Z+1} :

$$\frac{N_{Z+1}}{N_Z} = \frac{Q_Z}{R_{Z+1} + W_{Z+1}} \quad (2.8)$$

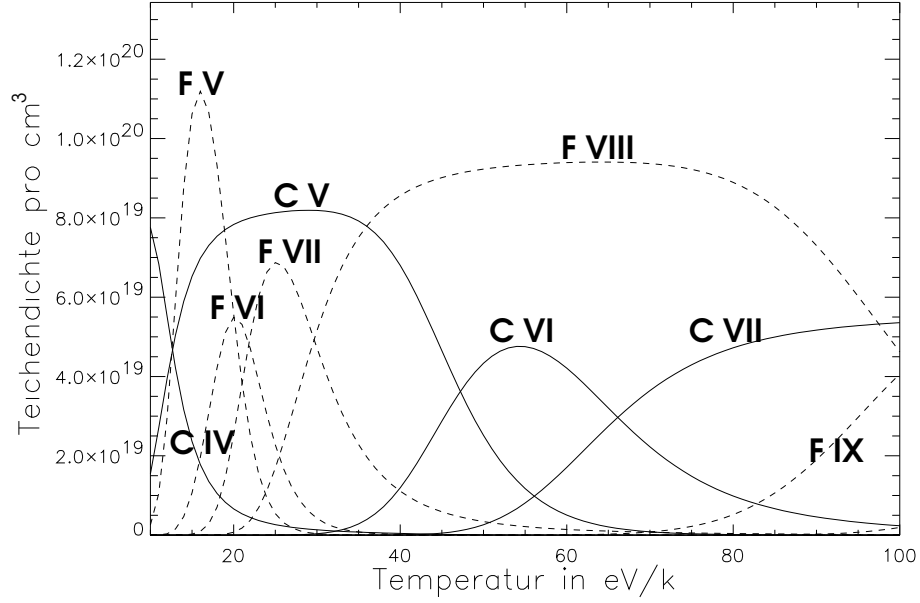


Abbildung 2.2: Häufigkeit der verschiedenen Ladungszustände von Kohlenstoff (durchgezogen) und Fluor (gestrichelt) in einem Teflonplasma in Abhängigkeit von der Temperatur. Die Daten wurden gemäß der SAHA-Gleichung (Gl. 2.7) für eine Elektronendichte von 10^{21} cm^{-3} berechnet. Die Bezeichnungen folgen der spektroskopischen Notation (neutral=I).

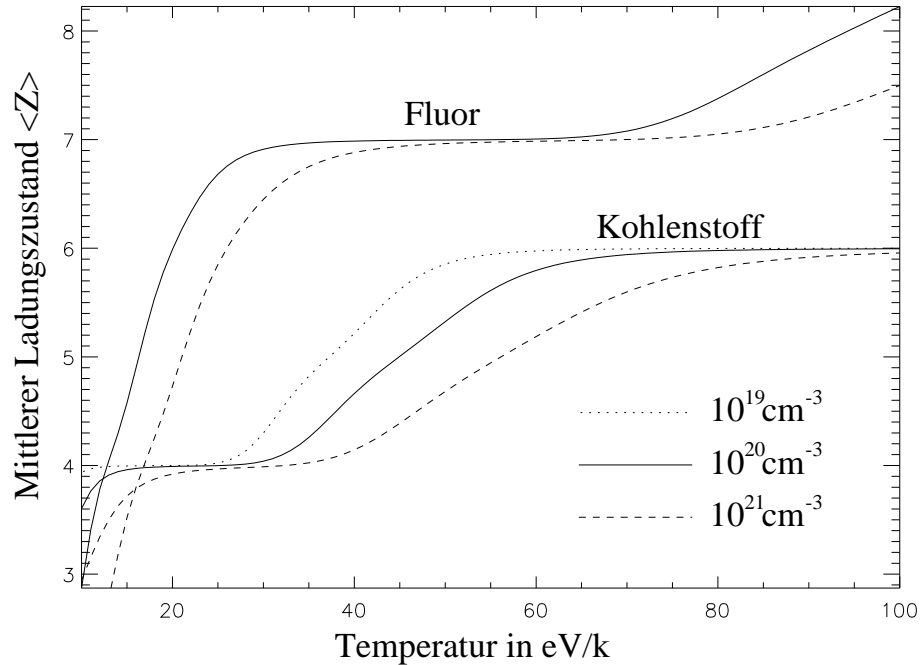


Abbildung 2.3: Mittlerer Ladungszustand in einem Teflonplasma für Elektronendichten von 10^{19} , 10^{20} und 10^{21} cm^{-3} .

Setzt man die Anzahl der Stöße pro Sekunde für einen Ionisationsprozess oder die Anregung eines Elektrons zu der durchschnittlichen Lebensdauer eines betroffenen Niveaus in Relation, so kann man eine Abschätzung darüber erreichen, ob der beschriebene Zustand nach der Boltzmann-Statistik besetzt ist („thermisch“, LTE) oder strahlungsdominiert ist. Nach Griem²¹ sollten für ein LTE oder Coronar-Gleichgewicht die Stoß- bzw. Strahlungsprozesse mindestens zehnfach dominant sein. Die hier beschriebenen Plasmen lassen sich nicht einfach dem einen oder anderen Fall zuordnen. Mit Hilfe typischer Wirkungsquerschnitte σ_{ij} für Anregung und Ionisation aus aktuellen Datenbanken von Oak Ridge und NIST²²⁻²⁴ kann man die Stoßraten S_{ij} bei Temperaturen im Bereich von $kT = 100 - 200$ eV und Dichten zwischen 10^{20} und 10^{21} cm⁻³ gemäß der Formel

$$S_{ij} = \sigma_{ij} \cdot n_e \cdot v \quad (2.9)$$

berechnen, wobei v als thermische Geschwindigkeit mit $E_{kin} = \frac{1}{2}v_{th}^2 = \frac{3}{2}kT$ angenommen wird. Es ergeben sich unterschiedliche Werte für die Anregung der Niveaus innerhalb eines Ladungszustandes einerseits und die Ionisationsrate andererseits. Die Niveauverteilung bei Stoßraten von $10^{13} - 10^{14}$ s⁻¹ kann im Vergleich zu Übergangsraten von $A_{ji} = 3 \times 10^{11} - 6 \times 10^{12}$ s⁻¹ weitgehend durch die Boltzmann-Statistik beschrieben werden. Ähnliche Werte ergeben sich nach einer semi-empirischen quantenmechanischen Näherung für Elektronenstoßanregungen, die in Abschnitt 2.4.1.4 erläutert wird. In Fällen, in denen die Dominanz der Stoßprozesse weniger ausgeprägt ist, kann die Niveaubesetzung z.B. mit Hilfe wasserstoffartiger Modelle^{25;26} abgeschätzt werden. Obwohl sich hier deutlich niedrigere absolute Werte ergeben als mit der Boltzmann-Statistik, bleiben die relativen Verhältnisse zwischen den Besetzungen der Niveaus angeregter Elektronen vergleichbar. Die Abweichungen liegen im Bereich von 10-20%.

Das zuletzt erwähnte Kriterium ist umso besser erfüllt, je höher die betrachteten Niveaus sind, da deren Energieunterschied immer niedriger wird. Nach Griem kann man einen Grenzwert n_{crit} für die Hauptquantenzahl finden, oberhalb dessen eine Besetzungswahrscheinlichkeit nach Boltzmann herrscht. Diese Grenze errechnet sich gemäß

$$n_{crit} \approx Z \left(\frac{10^{18} \text{ cm}^{-3}}{n_e} \right)^{\frac{1}{7}} \left(\frac{kT_e}{Z^2 \cdot Ry} \right)^{\frac{1}{14}}. \quad (2.10)$$

Ry steht für die Rydbergkonstante ($Ry = 13,6$ eV). Für Temperaturen zwischen 100 und 200 eV und Dichten von $10^{20} - 10^{21}$ cm⁻³ ergibt sich ein Wert für $n_{crit} \approx 3$, d.h. ab $n = 3 \rightarrow n = 1$ kann die Besetzungswahrscheinlichkeit mit der Boltzmann-Statistik angenähert werden. Da bei den Hauptresonanzlinien ($n = 2 \rightarrow n = 1$) die optische Dichte so hoch ist, dass diese Linien für eine Auswertung ohnehin ungeeignet sind,

bleibt die Annahme der Boltzmann-Besetzung innerhalb eines Ladungszustandes also berechtigt.

Im Gegensatz zur Niveaubesetzung oberhalb der oben definierten Hauptquantenzahl n_{crit} ist der Vergleich zwischen Besetzungszahlen verschiedener Ionisationszustände gemäß Griem nicht immer gerechtfertigt. Zur Überprüfung, ob dennoch die Annahme der Boltzmannverteilung bei allen helium- **und** wassertoffartigen Übergängen mit $n_{crit} \geq 3$ gewährleistet ist, wurde eine Berechnung der Ratengleichungen für das Verhältnis zwischen H- und He-ähnlichen Übergängen durchgeführt. Nach Rosmej²⁷ können die Stoßanregungsraten C^{ij} und Stoßabregungsraten C^{ji} nach folgendem Schema berechnet werden:

$$\begin{aligned}
 C^{ij} &= 3,15 \cdot 10^{-7} f(n_i \rightarrow n_j) \left(\frac{Ry}{\Delta E} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{\beta} e^{-\beta} p(\beta) \left[\text{in } \frac{\text{cm}^3}{\text{s}} \right] \quad (2.11) \\
 f(n_i \rightarrow n_j) &= \frac{A(n_j \rightarrow n_i) g(n_i)}{4,339 \cdot 10^7 \Delta E^2 g(n_j)} \\
 p(\beta) &= 0,2757 e^{-1,3\beta} \left(\beta - \frac{\beta^2}{2} - \ln(\beta) - 0,5772 \right) + 0,2(1 - e^{-4,5\beta}) \\
 C^{ji} &= C^{ij} \cdot \frac{g_i}{g_j} e^{\beta} \quad (2.12) \\
 &\text{mit} \\
 \beta &= \frac{\Delta E}{kT}
 \end{aligned}$$

Hierbei stehen A , g , ΔE für die Übergangswahrscheinlichkeit, statistischen Gewichte und Energielücke eines Übergangs $i \leftrightarrow j$. Mit diesen Werten können die Besetzungsverhältnisse für einen Übergang gemäß

$$\frac{n_j}{n_i} = \frac{n_e \cdot C^{ij}}{A_{ji} + n_e \cdot C^{ji}} \quad (2.13)$$

berechnet werden. Hierbei steht n_e für die Dichte der freien Elektronen. Mit Hilfe der Gleichungen 2.11-2.13 können nun die Besetzungsverhältnisse von H-ähnlichen zu He-ähnlichen Linien berechnet und zu den entsprechenden Werten der Boltzmannverteilungen in Relation gesetzt werden. Ist dieses Verhältnis beispielsweise zwei, so bedeutet dies, dass nach der Ratengleichung die wasserstoffähnliche Linie im Vergleich zur heliumähnlichen Linie doppelt so stark besetzt ist wie nach der Boltzmannstatistik. Um die Verwendung der Boltzmannstatistik rechtfertigen zu können, sollten die Unterschiede zwischen Ratengleichung und Boltzmannstatistik möglichst klein sein, d.h. das Verhältnis sollte dicht an eins liegen.

Abbildung 2.4 zeigt das Verhältnis (Ratengleichung/Boltzmann) für die Übergänge $2p \rightarrow 1s$ (α), $3p \rightarrow 1s$ (β), $4p \rightarrow 1s$ (γ) und $5p \rightarrow 1s$ (δ) im Bereich $kT = 100 - 250$ eV. Es zeigt sich, dass ab $n = 3$ lediglich Abweichungen im Bereich 3-4 % zu erwarten sind.

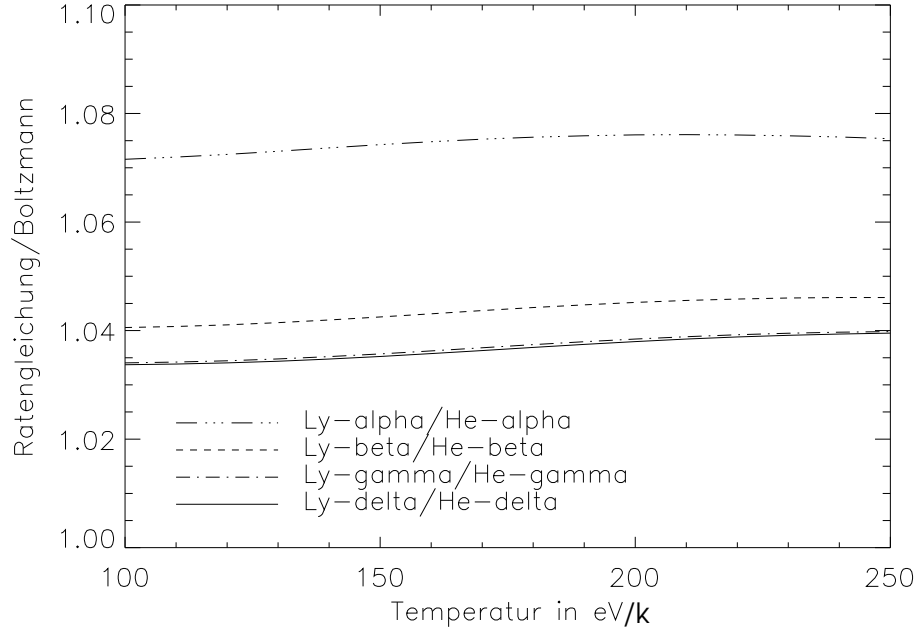


Abbildung 2.4: Berechnung der Relation zwischen den entsprechend der Ratengleichung (2.13) und der Boltzmannstatistik ermittelten Linienvhältnissen $\text{Ly}_{\alpha,\beta,\gamma,\delta}/\text{He}_{\alpha,\beta,\gamma,\delta}$. „Ly“ steht für den H-ähnlichen Übergang (vgl. Kapitel 2.4.1.2). Die Elektronendichte beträgt 10^{20} cm^{-3} .

Der Einfluß der Elektronendichte auf die Abweichungen von der Boltzmann-Verteilung ist ebenso vernachlässigbar. Abbildung 2.5 zeigt die Relation von Ratengleichung zu Boltzmannstatistik für 10^{19} und 10^{21} cm^{-3} am Beispiel des Linienvhältnisses $\text{Ly}_{\beta}/\text{He}_{\beta}$. Diese Abweichungen sind in Abbildung 2.4 nicht auflösbar.

Vor allem für die Verteilung der Ladungszustände wird die Annahme eines LTE zu erheblichen Fehlern führen. Nach Alatterre et al.²⁸ kann aber die SAHA-Gleichung mit Hilfe eines Ionisationsparameters ξ so modifiziert werden, dass der Übergangsbereich zwischen Coronar-Plasma und LTE mit einem Fehler von 10-20% beschrieben wird.

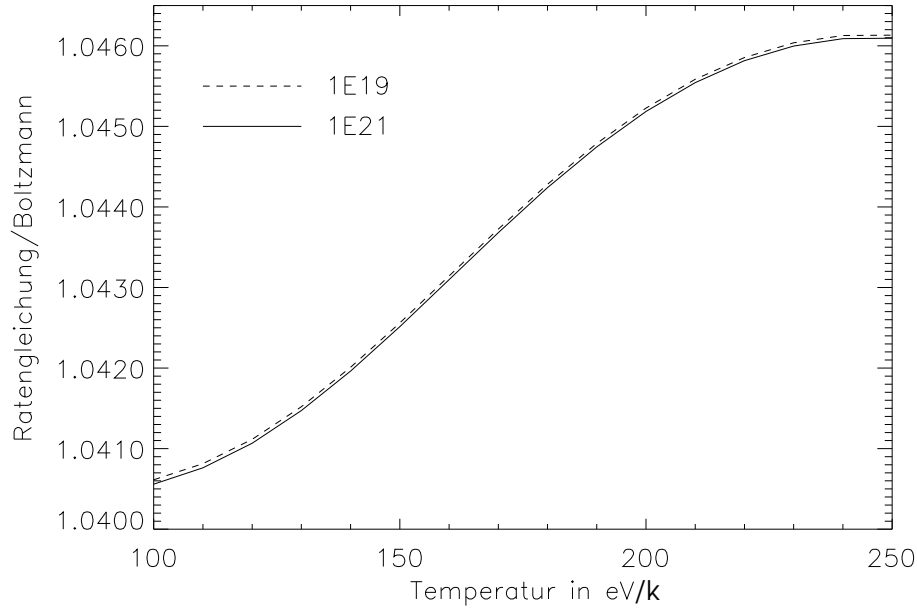


Abbildung 2.5: Berechnung der Relation zwischen den entsprechend der Ratengleichung und der Boltzmannstatistik ermittelten Linienverhältnissen $\text{Ly}_\beta/\text{He}_\beta$ bei 10^{19} und 10^{21} cm^{-3} .

$$\frac{N_{Z+1}}{N_Z} = \frac{g_{Z+1}}{g_Z} \exp \left[\xi - \frac{I_Z}{k_B T_e} \right], \quad (2.14)$$

$$\xi = (1.7 \times 10^{-8}) Z (k_B T_e)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{I_Z}{k_B T_e} \right)^{\frac{5}{2}}$$

Eine Berechnung der Verteilungen für wasserstoff-, helium-, und lithiumähnliche sowie vollionisierte Fluorionen ist in Abbildung 2.6 gezeigt. Hierbei wurden analog zu den Rechnungen für Abbildung 2.2 die Daten von Wiese¹⁹ für die Ionisationspotentiale und statistischen Gewichte eingesetzt. Abbildung 2.7 zeigt den dazugehörigen mittleren Ladungszustand.

Ein Vergleich von Rechnungen für Kohlenstoff mit Daten eines Modells von Michette und Buckley²⁹ zeigt eine Übereinstimmung im Rahmen eines Fehlers von ca. 20 %. Michette und Buckley rechneten für den kollisions- **und** strahlungsbeeinflussten Bereich eines Kohlenstoffplasmas bei einer Elektronendichte von 10^{21} cm^{-3} . Darüber hinaus wurden Daten für Kohlenstoff und Aluminium von Duston et al. verglichen³⁰. Die verwendeten Ionisationspotentiale von Aluminium wurden der Literatur entnommen³¹. Obwohl das in dieser Arbeit verwendete Modell an Aluminium er-

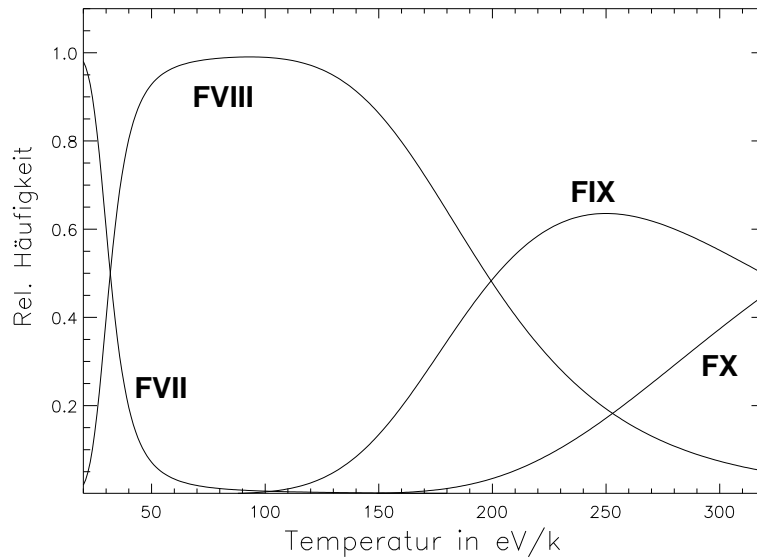


Abbildung 2.6: Ionenhäufigkeit von Fluor gemäß Gleichung (2.14). Die Werte für lithiumartigen Ionen (FVII) sind insbesondere bei niedrigen Temperaturen fehlerbehaftet, da keine niedrigeren Ladungszustände in die Bilanz eingeflossen sind.

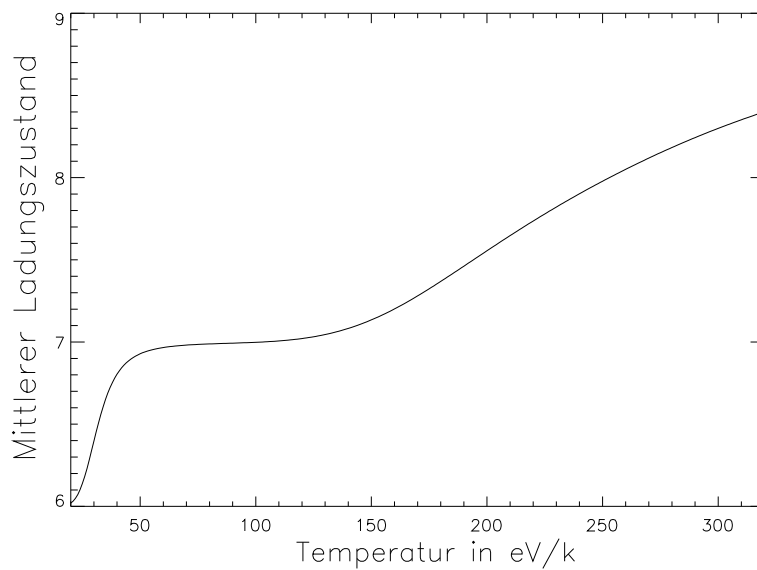


Abbildung 2.7: Mittlerer Ladungszustand von Fluor gemäß Gleichung (2.14) bzw. Abbildung 2.6.

arbeitet worden ist, ergeben sich auch bei Kohlenstoff oberhalb einer Temperatur von $kT \approx 60 \text{ eV}$ nur Abweichungen im Bereich von weniger als 20% von anderen Modellen und den Lösungen einer Ratengleichung. Die Verwendung des Modells für Fluor, welches den Eigenschaften von Aluminium näher ist als Kohlenstoff, ist somit gerechtfertigt.

Spektrallinien für Kohlenstoff und Fluor sind bei lasererzeugten Plasmen wegen der erreichten Temperaturen und Ionisationszustände im XUV-Bereich zu erwarten. Die heliumartigen und wasserstoffartigen Linien von Fluor liegen zwischen einem und zwei Nanometern Wellenlänge. Die entsprechenden Linien des Kohlenstoffes befinden sich zwischen drei und fünf Nanometern. Die zu erwartenden Bedingungen waren von entscheidender Bedeutung für die Auswahl des Targets und der anzuwendenden Spektrometer in dieser Arbeit, wie später noch geschildert wird.

2.4.1.2 Elektronische Resonanzübergänge in Plasmen

Die Resonanzübergänge werden nach den Übergängen der entsprechenden neutralen Atome bezeichnet. So steht die Bezeichnung He_α für einen $2p \rightarrow 1s$ -Übergang, bei dem ein zweites Elektron im Zustand $1s$ vorliegt. Das Termschema lautet also $1s2p \rightarrow 1s^2$. Die wasserstoffähnlichen Linien werden gemäß der Nomenklatur für die bekannten Wasserstofflinien bezeichnet (Lyman, Balmer und Paschen mit griechischen Indizes für die Festlegung des oberen Energieniveaus). Vor allem bei einer Ionisation durch Stöße mit Elektronen oder anderen Ionen können Elektronen aus den inneren Schalen eines Ions oder Atoms herausgelöst werden. Bei der Wechselwirkung von Lasern und vor allem von Ionenstrahlen mit Materie kann eine Ionisation in der K-Schale auftreten. Ein anschließender strahlender Übergang eines Elektrons von der L-Schale in die K-Schale wird als K_α -Übergang bezeichnet. Gerade bei heißen, hoch ionisierten Targets ist die Wellenlänge dieser Übergänge abhängig von der gesamten Elektronenkonfiguration des Ions, da sich eine unterschiedliche Abschirmung des Kernpotentials einstellt. Die durch ihre Elektronenkonfiguration variierten Linien eines Zustands nennt man Satellitenlinien (vgl. Abschnitt 2.4.1.3).

In optisch dünnen Plasmen kann man die Temperatur eines Plasmas aus dem Verhältnis der Linienintensitäten bestimmen, wenn lokales thermisches Gleichgewicht vorliegt. In diesem Fall werden die Energieniveaus der Elektronen entsprechend der Boltzmann-Verteilung besetzt und die Linienintensitäten für Übergänge zwischen diesen Niveaus stehen in direkter Abhängigkeit zur Temperatur des Plasmas. Unter Berücksichtigung der Temperatur kann dann aus der Linienform auch die Elektrodendichte bestimmt werden. Wichtige Mechanismen hierbei sind Druck-, Doppler- oder Starkverbreiterung.

Die Intensität einer Spektrallinie für den Übergang $j \rightarrow i$ ergibt sich gemäß:

$$I = n_Z A_{ji} g_{ji} \frac{hc}{\lambda_{ji}} \exp \left(- \frac{\Delta E_{ji}}{kT} \right) \quad (2.15)$$

Hierbei stehen n_Z für die Ionendichte der betreffenden Spezies und A_{ji} , g_{ji} , λ_{ji} , ΔE_{ji} für den Einsteinkoeffizienten, das statistische Gewicht, die Wellenlänge und die Anregungsenergie des Übergangs $i \rightarrow j$.

Ist die freie Weglänge eines emittierten Photons jedoch sehr viel kleiner als die räumliche Abmessung des Plasmas, so sind die eben erwähnten Methoden nicht ohne weiteres anwendbar, da die Intensität und die Linienform durch die optische Dichte beeinflusst werden (vgl. Abschnitt 2.5). In diesen Fällen ist es häufig besser, Informationen aus den Intensitäten der Satellitenlinien zu erhalten, da die freie Weglänge eines solchen Photons wegen der geringeren Dichte von Ionen im entsprechenden Ladungszustand wesentlich höher ist. Das Auftreten der Resonanzlinien selbst kann allerdings immer noch Hinweise über mögliche Bereiche des Ionisationszustandes und der Temperatur liefern, sofern man weitere Informationen über das Plasma hat, wie z.B. Ionisationsmechanismen, thermisches Gleichgewicht oder die Anzahl schneller, freier Elektronen. Der Fall eines für die Resonanzlinien optisch dichten Plasmas ist typisch für die mit dem **nhelix**-Laser erzeugten Plasmen, da die Abmessungen des Plasmas mit 0,5-1 mm Durchmesser ungewöhnlich groß für lasererzeugte Plasmen sind.

2.4.1.3 Satellitenlinien

Insbesondere in dichten Plasmen besteht eine hohe Wahrscheinlichkeit für den Einfang eines freien Elektrons (*electron capture*). Eine Folge kann sein, dass sich während eines strahlenden Überganges dieses weitere Elektron in einer weiter außen liegenden Schale befindet, wodurch das effektive Kernpotential für die inneren Elektronen teilweise abgeschwächt wird. Als Folge wird die entsprechende Resonanzlinie verschoben und es entsteht eine Satellitenlinie. Obwohl die Satellitenlinien eine geringere optische Dichte aufweisen, ist ihre Interpretation äußerst aufwändig, da für die Berechnung ihrer Intensitätsprofile die jeweiligen Rekombinationsquerschnitte exakt bekannt sein müssen.

Für die Berechnung der exakten Position einer Satellitenlinie muss darüber hinaus bekannt sein, wie sehr die Kernladung des Ions durch die Elektronen der äußeren Schalen abgeschirmt wird. Abbildung 2.8 zeigt ein simuliertes Beispiel einer Satellitenlinie für den Fall, dass bei der Lyman- α Linie von Fluor 5% aller strahlenden Ionen durch äußere Elektronen eine um ca. 1% niedrigere effektive Kernladung haben.

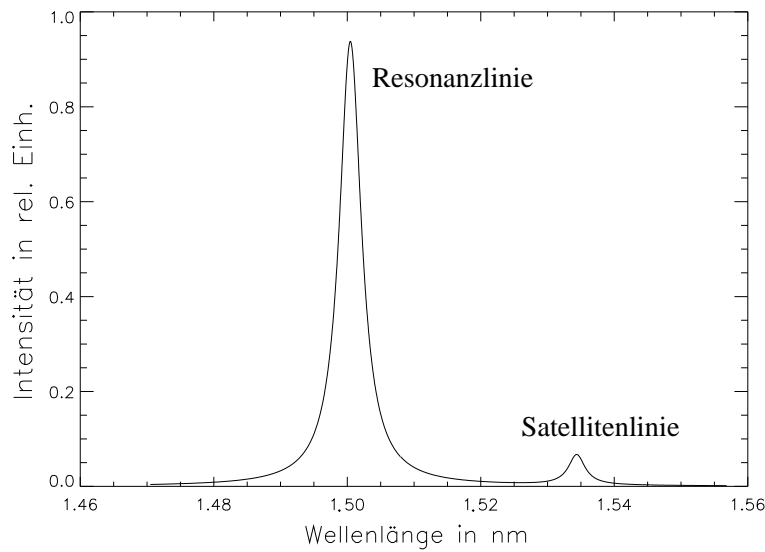


Abbildung 2.8: Simulation einer Ly- α Satellitenlinie: Wenn 5% aller strahlenden Fluor-Ionen ein oder mehrere Elektronen in höheren Orbitalen besitzen, so dass die effektive Kernladung von 9 auf 8,9 abgesenkt wird, dann verursachen sie eine Satellitenlinie der wasserstoffähnlichen Resonanzlinie, die eine um 0,034 nm größere Wellenlänge besitzt.

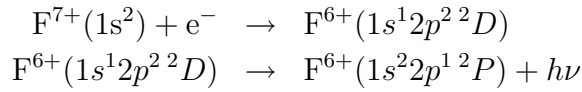
Eine experimentelle Schwierigkeit bei der Beobachtung von Satellitenlinien ist, dass die Repräsentanten verschiedener Elektronenkonfigurationen so eng zusammen liegen, dass die spektrale Auflösung des einzusetzenden Spektrometers sehr hoch sein muss ($\lambda/\Delta\lambda > 10^3$). Selbst hochauflösende Spektrometer vermögen jedoch im Regelfall nur Gruppen von Satellitenlinien aufzulösen, da die Variationen von verschiedenen, leicht unterschiedlichen Ausgangszuständen bereits durch ihre physikalische (nicht apparatebedingte) Linienbreite im Spektrum überlappen.

Das Auftreten von Satellitenlinien erfordert einerseits eine hinreichend hohe Elektronendichte, um einen Einfang in eine höhere Schale zu ermöglichen, andererseits aber auch keine zu hohen Temperaturen, da sich in diesem Falle die Lebensdauer dieser Zustände zu weit reduzieren würde. Typische Werte sind Dichten über 10^{19} cm^{-3} bei Temperaturen von $kT \ll 1 \text{ keV}$.

Von besonderem Nutzen für die Bestimmung der Elektronendichte können Satellitenlinien sein, die durch vollkommen unterschiedliche Prozesse erzeugt werden und unterschiedlichen Rekombinations- und Zerfallswahrscheinlichkeiten unterliegen. In Kapitel 4.3.2 werden drei Gruppen von lithiumähnlichen $2p \rightarrow 1s$ -Linien verglichen,

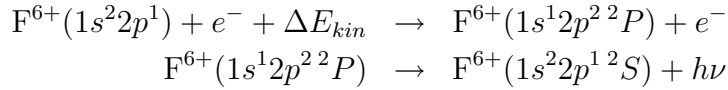
deren Intensitätsverhältnisse sehr stark von der Elektronendichte abhängen. Obwohl sich das Spektrum als ein Ensemble dreier sehr scharfer Linien darstellt, handelt es sich tatsächlich um eine Vielzahl von Übergängen, die jedoch durch drei verschiedene Prozesse entstehen, drei verschiedene Gesamtdrehimpulse haben und dadurch Gruppen mit drei leicht unterschiedlichen Energieniveaus bilden. In allen Gruppen sind die Oszillatorstärken bzw. die Einsteinkoeffizienten A_{ji} der dominanten Übergänge von vergleichbarer Größe (einige 10^{12} s^{-1}).

Eine Gruppe („I“) enthält Übergänge, die aus dielektronischer Rekombination hervorgehen und deren Intensität primär durch die Rekombinationsrate bestimmt ist.



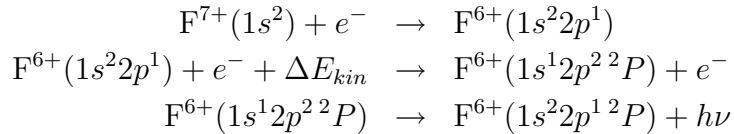
Die Intensität solcher Linien hängt bei gegebener Temperatur und unter Vernachlässigung des Einflusses heißer Elektronen etwa linear von der Elektronendichte ab.

Eine andere Liniengruppe („G“) wird durch eine Innerschalen-Anregung nach einem Stoß mit einem freien Elektron bevölkert.



Die Erzeugungsrate ist hier zwar etwas kleiner, jedoch immer noch in derselben Größenordnung. Auch die Intensität dieser Liniengruppe entwickelt sich analog zur erstgenannten etwa linear mit der Elektronendichte.

Anders ist das Verhalten für die letzte Gruppe („H“), zu deren Bevölkering bei geringen Dichten sowohl Innerschalen-Anregung als auch dielektronische Rekombination beitragen.



Hier liegt die gesamte Erzeugungsrate etwa eine Größenordnung unter den vorher erwähnten Typen, womit die Intensität sehr gering bleibt. Bei höheren Dichten können jedoch Stoßprozesse von Elektronen mit Ionen der beiden ersten Gruppen

zu einer Bevölkung dieser dritten Gruppe führen. Daher wächst die Intensität solcher Linien stärker als linear mit der Elektronendichte an. Das Linienvverhältnis kann also zur Bestimmung der Elektronendichte verwendet werden. Allerdings wird das Linienvverhältnis in ähnlichem Maße durch den Einfluss schneller („heißer“) Elektronen und dem stark transienten Verhalten von Laserplasmen verändert, so dass die ermittelte Elektronendichte nur einen oberen Grenzwert darstellt³². Abbildung 2.9 gibt das qualitative Verhalten der Liniengruppen wieder. Eine exaktere Beschreibung der Linienvverhältnisse findet sich bei der Auswertung der Satellitenlinien in Kapitel 4.3.2.

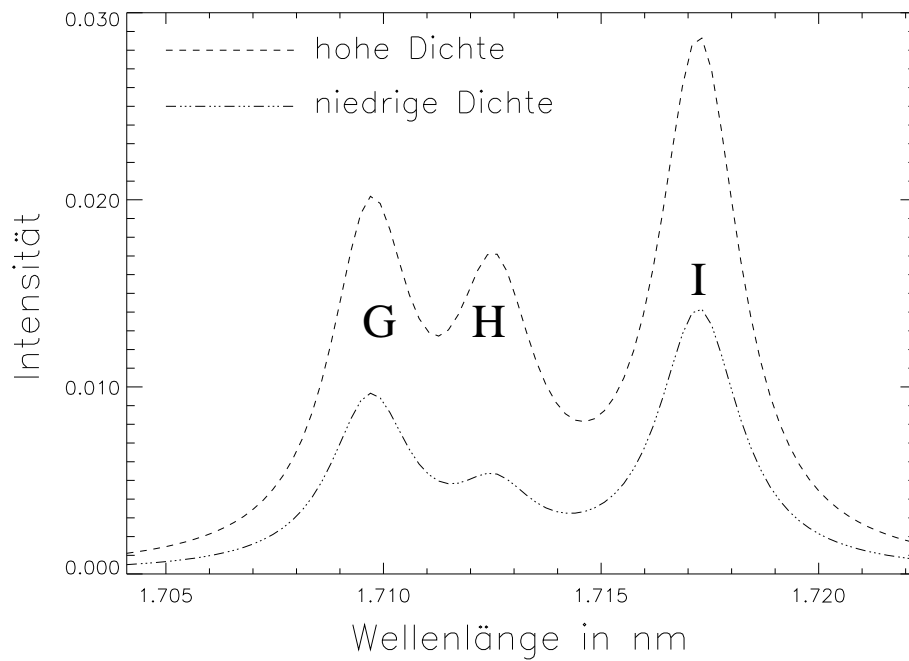


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung der Dichteentwicklung für die oben beschriebenen Liniengruppen der Li-ähnlichen Satelliten des Fluor-He $_{\alpha}$ -Übergangs. G und I wachsen mit der Dichte, ohne ihr Intensitätsverhältnis wesentlich zu ändern. Gruppe H wächst jedoch überproportional mit der Dichte, da die bei diesen Übergängen beteiligten oberen Niveaus durch Stöße mit Ionen, die in einem oberen Niveau aus den Gruppen G oder I vorliegen, bevölkert werden können.

2.4.1.4 Linienform

Die Form einer Spektrallinie wird durch viele verschiedene Parameter beeinflusst. Das Profil eines ungestörten Übergangs in einem optisch dünnen Medium lässt sich durch eine Lorentzfunktion beschreiben:

$$f(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma}{(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2} \quad (2.16)$$

Γ entspricht der halben Breite der Linie bei 50% Intensität (HWHM). Die volle Linienbreite (FWHM) ist reziprok zur Lebensdauer des angeregten Zustands für diesen Übergang: $2\Gamma = 1/\tau$. Reduziert sich die Lebensdauer des angeregten Zustandes, z.B. durch den störenden Einfluss eines stoßenden freien Elektrons, so erhöht sich die Breite Γ . Man spricht dann von *Stoß- oder Druckverbreiterung*. In Abhängigkeit von der Wellenlänge formuliert ergibt sich:

$$\tau = \frac{\lambda^2}{2\pi c \Delta\lambda} \quad (2.17)$$

mit $\Delta\lambda$ als der vollen Halbwertsbreite der Linie (FWHM). Die natürlichen Linienbreiten von wasserstoff- und heliumartigen Fluorlinien liegen zwischen 10^{-7} und 10^{-5} nm. Dies ist unterhalb der Auflösungsgrenze aller in dieser Arbeit verwendeter Spektrometer. Eine semiempirische, quantenmechanische Näherung für die Wirkungsquerschnitte für Stoßabregung nach Griem³³ ergibt Verbreiterungen im Bereich von 10^{-6} und 10^{-4} nm. Dieser Wert liegt deutlich unterhalb der Werte, die sich aus dem Doppler-Effekt ergeben.

Bei sehr hohen Temperaturen sorgt die Bewegung des Ions dafür, dass die Linie wegen des Doppler-Effektes verbreitert wird. Für Ionen mit einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung errechnet sich die gaußförmige Verbreiterung der Spektrallinie gemäß

$$\Delta\lambda = \sqrt{\frac{8 \ln 2 \cdot kT}{m_{\text{ion}} c^2}} \lambda_0. \quad (2.18)$$

Für wasserstoff- und heliumartige Fluorionen ergeben sich bei Temperaturen zwischen 120 eV und 200 eV Dopplerverbreiterungen von $2,5\text{--}4 \times 10^{-4}$ nm. Eine gerichtete Bewegung (lineare Expansion) kann zu einer asymmetrischen Verbreiterung führen. Insbesondere in Plasmen sorgt die Coulomb-Abschirmung freier Elektronen in der Nähe von Ionenrümpfen für Fluktuationen im elektrischen Potential. Dies führt zu einer Verbreiterung der Spektrallinien, da der Stark-Effekt die Energieniveaus des Ions beeinflusst. Tabellen hierzu sind bei Griem²¹ zu finden. Die Werte sind im Rahmen der Messgenauigkeit nicht auflösbar.

Durch Magnetfelder kann es zu einer Verbreiterung durch den Zeeman-Effekt kommen, die aus einem Aufsplitten der Linie entsprechend der zwei verschiedenen Spin-Zustände des Elektrons hervorgeht:

$$\Delta\lambda = \frac{e}{4\pi m_e c} B \lambda_0^2 \quad (2.19)$$

Nach Eliezer¹⁴ kann das Magnetfeld in einem Laserplasma nach folgender Abschätzung ermittelt werden:

$$B \approx \sqrt{\frac{m_i}{m_p}} \sqrt{\frac{T_e}{\text{keV}}} \cdot \frac{3 \text{ mm}}{L} \quad [\text{Tesla}] \quad (2.20)$$

Hier stehen m_i , m_p für die Ionen- und Protonenmasse und L für die Skalenlänge des Plasmas. Für die hier untersuchten Plasmen ergeben sich Werte von $B < 4 \text{ T}$ und $\Delta\lambda < \cdot 10^{-6} \text{ nm}$, welche im Weiteren vernachlässigbar sind.

Schließlich wird die gemessene Form einer Spektrallinie durch die Abbildung des Messapparates beeinflusst. Jede unendlich scharfe Linie wird durch eine endliche Größe der Eingangsapertur des Gerätes bzw. der Ausdehnung des Plasmas mit einer bestimmten Breite abgebildet. Dieses Profil ist bei Spektrometern meist durch ein Gaußprofil beschreibbar. Je nach Spektrometer lag der Einfluß der Apparatebreite in dieser Arbeit bei $\Delta\lambda \approx 10^{-3} - 3 \cdot 10^{-2} \text{ nm}$.

Die Interpretation der Linienform einer Spektrallinie hängt sehr stark davon ab, wie hoch die optische Dichte im Plasma ist. Sobald ein Photon mehrfach absorbiert und reemittiert wird, verfälscht sich das Profil. Das Zentrum wird abgeschwächt, während die äußeren Bereiche stärker betont werden. Bei mäßigen optischen Dichten kann dies noch analytisch korrigiert werden. Ist die optische Dichte zu hoch, wird die Analyse des Spektrums durch die Linienform fehlerhaft oder gar unbrauchbar.

2.4.2 Kontinuierliche Strahlungsverteilungen

Es gibt Prozesse, die ein kontinuierliches Spektrum von Strahlung verursachen. Je höher die *optische Dichte* (vgl. Abschnitt 2.5) ist, desto mehr rückt der Beitrag von Linienstrahlung in den Hintergrund. Im vollständigen thermischen Gleichgewicht sind die Energieverteilungen von Photonen, Elektronen und Ionen im Gleichgewicht, und die emittierte Strahlung ist ein Kontinuum, das durch die Planck-Verteilung beschrieben werden kann. Ein Körper mit diesem Verhalten wird als schwarzer Strahler oder Hohlraumstrahler bezeichnet, da alle einfallende Strahlung absorbiert wird und nur die von der Temperatur bestimmte Planckstrahlung emittiert wird. In den meisten Laborexperimenten existieren keine perfekten Planckstrahler. Obwohl dichte Plasmen einen Anteil von Kontinuumsstrahlung haben, aus dem mittels Annahme einer Planckverteilung sehr gut die Temperatur bestimmt werden kann, befinden sich Photonen und Materie nicht im Gleichgewicht. Linienstrahlung existiert zusätzlich

zum Kontinuum. Kontinuierliche Prozesse werden vor allem durch freie Elektronen verursacht:

Bremsstrahlung: Vor allem in der Nähe eines Ions oder gar Kerns ist ein freies Elektron starken elektrischen Feldern ausgesetzt, die es ablenken. Dabei entsteht Dipolstrahlung.

Rekombination: Im Plasma können auch freie Elektronen mit Ionen rekombinieren. Ihre kinetische Energie und die gewonnene potentielle Energie werden dabei als Photon emittiert, sofern sie nicht vollständig von einem dritten Stoßpartner übernommen wurde.

Comptonstreuung: Die Comptonstreuung generiert zwar keine Strahlung, aber monochromatische Strahlung wird durch Comptonstreuung durch einen inelastischen Stoß an einem freien Elektron rotverschoben. Die Comptonstreuung wird aber erst bei deutlich höheren Photonenenergien als den in dieser Arbeit auftretenden relevant.

Die dominanten Prozesse in lasererzeugten Plasmen sind Rekombinations- und Bremsstrahlung. Nach Michette²⁹ ergibt sich die Bremsstrahlungs-Emission $4\pi w(\omega)$ aus folgender Formel:

$$4\pi w(\omega) = n_e n_i \frac{Z^2 e^6}{(4\pi\epsilon_0)^3} \frac{16\pi}{3\sqrt{3}m_e^2 c^3} \left(\frac{2m_e}{\pi kT}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{kT}\right) \bar{g}(\omega, T) \quad (2.21)$$

Hierbei steht $\bar{g}(\omega, T)$ für den Gaunt-Faktor, der bei den betrachteten Temperaturen von Fluor ungefähr eins beträgt. Die Emission von Bremsstrahlung folgt also primär einem exponentiellen Gesetz in Abhängigkeit von der Frequenz des Photons. Die Rekombinationsstrahlung für einen Übergang aus einer Hauptquantenzahl n ergibt sich ähnlich zu Gleichung (2.21) aus

$$4\pi w_n(\omega) = n_e n_i \frac{Z^2 e^6}{(4\pi\epsilon_0)^3} \frac{16\pi}{3\sqrt{3}m_e^2 c^3} \left(\frac{2m_e}{\pi kT}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{kT}\right) F_n, \quad (2.22)$$

wobei nur der Gaunt-Faktor $\bar{g}(\omega, T)$ durch den Faktor F_n ersetzt wird, der proportional zum Gaunt-Faktor selbst ist, und ansonsten nur von der Temperatur, dem mittleren Ladungszustand und der Hauptquantenzahl abhängt. Somit ist auch der Einfluss durch F_n vernachlässigbar²⁹.

Entsprechend der Gleichungen (2.21) und (2.22) ergibt sich also bei logarithmischer Auftragung der Intensität eines Kontinuums idealerweise eine Gerade:

$$\ln I_{cont} \propto -\frac{\hbar\omega}{kT} = -\frac{E_{photon}}{kT} \quad (2.23)$$

Durch die vielfältigen Prozesse der Linienverbreiterung kann es auch zu einem kontinuierlichen Spektrum kommen, falls im Plasma so viele Elemente und Ladungszustände vorhanden sind, dass sich die Spektrallinien überlappen.

2.5 Opazitäten in dichten Plasmen

Das Wort „Opazität“ leitet sich aus dem englischen „*opacity*“ (Trübheit) ab und bezeichnet das Absorptionsvermögen eines Mediums in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Ein anderer Begriff ist die „optische Dichte“ τ . Sie ist eine dimensionslose Größe, die die Dämpfung der Strahlung beim Durchgang durch das Medium charakterisiert:

$$I = I_0 e^{-\tau} \quad (2.24)$$

Hierbei wird eine mögliche Reemission jedoch nicht berücksichtigt. Besonders in dichten Plasmen ist die freie Weglänge, die ein Photon im Medium durchschnittlich zurücklegen kann, ein wichtiger Parameter. Wird ein Photon absorbiert, so kann der nun entstandene angeregte Zustand entweder strahlend oder durch Stöße abgereggt werden. Im Falle der Stoßabregung geht das Photon in der Intensitätsbilanz verloren. Bei häufigen Absorptionen wird somit die Intensität abgeschwächt. Bei strahlender Abregung wiederum ist es möglich, dass das emittierte Photon nicht exakt dem gleichen Übergang folgt wie die Anregung, wodurch ebenfalls eine Abschwächung der Intensität bei dieser Wellenlänge verursacht wird. Da die Absorption für exakt passende Photonenenergien den höchsten Wirkungsquerschnitt aufweist, wird eine Spektrallinie vor allem im Linienzentrum beeinflusst. Dies hat zur Folge, dass bereits bei relativ geringen optischen Dichten, bei denen die Gesamtintensität einer Linie nur schwach gedämpft wird, eine starke Veränderung der Linienform aufgrund der optischen Dichte entsteht. Zur Abschätzung der optischen Dichte τ kann z.B. eine Formel nach Griem²¹ für dopplerverbreiterte Linien benutzt werden:

$$\tau = 3.52 \times 10^{-9} f_{nm} \lambda \sqrt{\frac{mc^2}{kT}} \cdot NL. \quad (2.25)$$

Hierbei stehen f_{nm} für die Absorptions-Oszillatorstärke des Übergangs $n \rightarrow m$, λ für die Wellenlänge des Linienzentrums, mc^2 für die Masse des absorbierenden Ions in eV, kT für die Temperatur in eV, N für die Liniendichte der Ionen und L für die geometrische Ausdehnung des Plasmas, letztere jeweils in cm^{-3} bzw. Metern. Ein Plasma gilt als optisch dünn, wenn τ niedriger als eins ist. In Tabelle 2.2 sind verschiedene nach dieser Formel berechnete optische Dichten des Linienzentrums in Abhängigkeit von Temperatur und Elektronendichte verzeichnet.

Tabelle 2.2: Berechnungen von optischen Dichten von Fluorlinien nach Gleichung 2.25 unter Berücksichtigung der Ladungszustandsverteilung nach Alaterre²⁸. Die Ausdehnung des Plasmas beträgt 0,5 mm.

Linie	120 eV	160 eV	200 eV	160 eV	200 eV
	$3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	$3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	$3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	$5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	$5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
He $_{\alpha}$	130	90	46	150	77
He $_{\beta}$	21	15	7,6	25	13
He $_{\gamma}$	7,5	5,2	2,6	8,6	4,4
He $_{\delta}$	3,5	2,4	1,2	4,0	2,1
Ly $_{\alpha}$	2,4	16	33	27	56
Ly $_{\beta}$	0,3	2,5	5,3	4,2	8,9
Ly $_{\gamma}$	0,1	0,9	1,9	1,5	3,1

Im Rahmen der Modellfehler bieten die Werte aus Tabelle 2.2 eine gute Orientierung bei der Interpretation von Linien-Intensitätsverhältnissen. Es ist offensichtlich, dass eine direkte Auswertung der He $_{\alpha}$, He $_{\beta}$ und Ly $_{\alpha}$ nicht möglich ist, da die optischen Dichten zu hoch sind. Die übrigen Linien erlauben zwar keine Interpretation der Linienform, jedoch ist eine Auswertung der Intensitäten trotz ihrer optischen Dichten noch möglich, zumal die Anteile abseits des Linienzentrums geringer beeinflusst werden.

Kapitel 3

Aufbau der Experimente

3.1 Energieverlust schwerer Ionen in Laserplasmen

Die Vergleichbarkeit der Messungen in Kohlenstoff und Teflon ist eine wichtige Grundlage für die spektroskopischen Untersuchungen an Fluor. Daher war eine Messung des Energieverlustes von Schwerionen in Teflon unerlässlich. Der experimentelle Aufbau hierfür entsprach weitgehend dem der vorausgehenden Experimente von Roth¹. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in den folgenden Abschnitten und ist u.a. in Abbildung 3.3 gezeigt.

3.1.1 Der UNILAC Linearbeschleuniger an der GSI

Die Energieverlustexperimente der Abteilung Plasmaphysik an der GSI werden am Messplatz Z6 durchgeführt, an dem Schwerionenstrahlen mit einer Energie von bis zu 11,2 MeV/Nukleon zur Verfügung gestellt werden können. Um eine hohe Zeitauflösung der Experimente zu ermöglichen, wird der Hochladungsinjektor (HLI) als Ionenquelle benutzt, der nach dem Prinzip der Elektron-Zyklotron-Resonanz (EZR) arbeitet. Mit einer Frequenz von 108 MHz werden einzelne Mikropulse in die ALVAREZ-Nachbeschleunigeranlage eingespeist. Im Falle der hier beschriebenen Experimente handelte es sich um Ionen des Isotops ^{64}Ni im Ladungszustand 9+ mit einer kinetischen Energie von 5,9 MeV/Nukleon bzw. 377,6 MeV kinetischer Gesamtenergie. Die hierbei erreichten Ströme betrugen ca. 1-5 μA , bzw. 100-500 Partikel-Nanoampère. Abbildung 3.1 zeigt einen Ausschnitt der GSI-Beschleunigeranlagen. Der Plasmaphysik-Messplatz Z6 befindet sich am nordöstlichen Ende der sogenannten UNILAC-Experimenthalle.

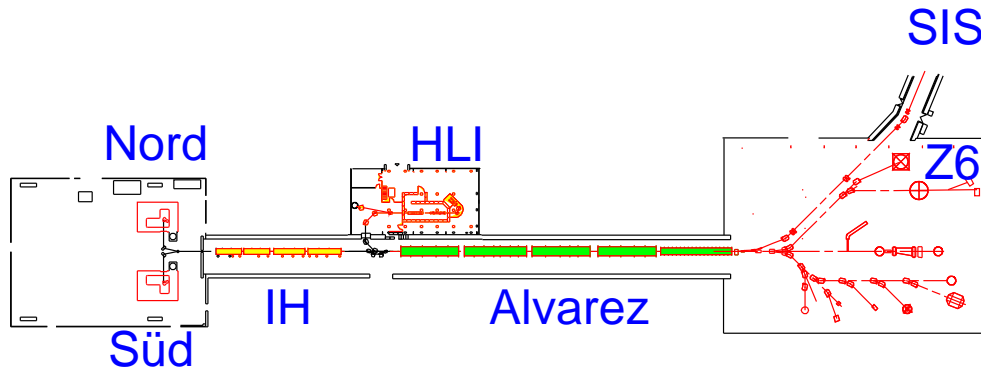


Abbildung 3.1: Ausschnitt der Beschleunigeranlagen an der GSI mit den Nord- und Süd-Ionenquellen, die über IH-Strukturen vorbeschleunigt werden, dem daran anschließenden Alvarez-Nachbeschleuniger und dem Hochladungsinjektor HLI, der direkt in den Alvarez-Beschleuniger injiziert. Am östlichen Ende des Linearbeschleunigers befindet sich die Experimentierhalle, die von Süden nach Norden in die Strahläste X, Y und Z unterteilt ist. Am Nordende beginnt der Transferkanal, durch den das Schwerionensynchrotron SIS versorgt wird. In der Nord-Ost-Ecke der Experimentierhalle befinden sich die Experimentierplätze Z4 und Z6 der Plasmaphysik. Hier ist auch das „nhelix“ Lasersystem installiert (vgl. Kapitel 3.1.2).

3.1.2 Erzeugung des Targetplasmas

Sowohl für die Messung des Energieverlustes von Schwerionen als auch für die später geschilderten spektroskopischen Untersuchungen diente das 100 J Nd:Glas Lasersystem **nhelix** (**N**anosekunden **H**och**e**nergie-**L**aser für **I**onen **E**xperimente) als Treiber für die Erzeugung eines heißen, dichten Plasmas. Das System wurde mit nur fünf von maximal sechs Verstärkern betrieben, so dass lediglich zwischen 30 und 50 J in einem Puls von 14-15 ns Dauer erreicht wurden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das ursprüngliche, zweistufige Nd:YAG Frontend durch einen flexibleren und stabileren, gütegeschalteten Nd:YAG Laser ersetzt. Dieser stellt eine um Faktor drei höhere Pulsenergie (170 mJ) und eine um Faktor 30 höhere Repetitionsrate zur Verfügung, wodurch sowohl die Pumpbelastung der folgenden Verstärkerstufen als auch die Justagezeit reduziert wird. Weiterhin wurden fünf Newtontelekope mit Raumfrequenzfilterung zur Verbesserung des Strahlprofils in die Verstärkerkette integriert³⁴. Ein Schema des Lasers ist in Abbildung 3.2 gegeben.

Durch die begrenzte Fokussierbarkeit von Schwerionenstrahlen war eine optimale Fokussierung des Lasers nicht sinnvoll. Um dem auf minimal $800\ \mu\text{m}$ fokussierten Ionenstrahl ein gleichmäßiges Wechselwirkungstarget entgegenzustellen, wurde der Laser auf Durchmesser von $1,1\ \text{mm}$ fokussiert. Bei einer Targetfoliendicke von $5\ \mu\text{m}$ wurde so die quasi-eindimensionale Expansion senkrecht zur Folienebene gewährlei-

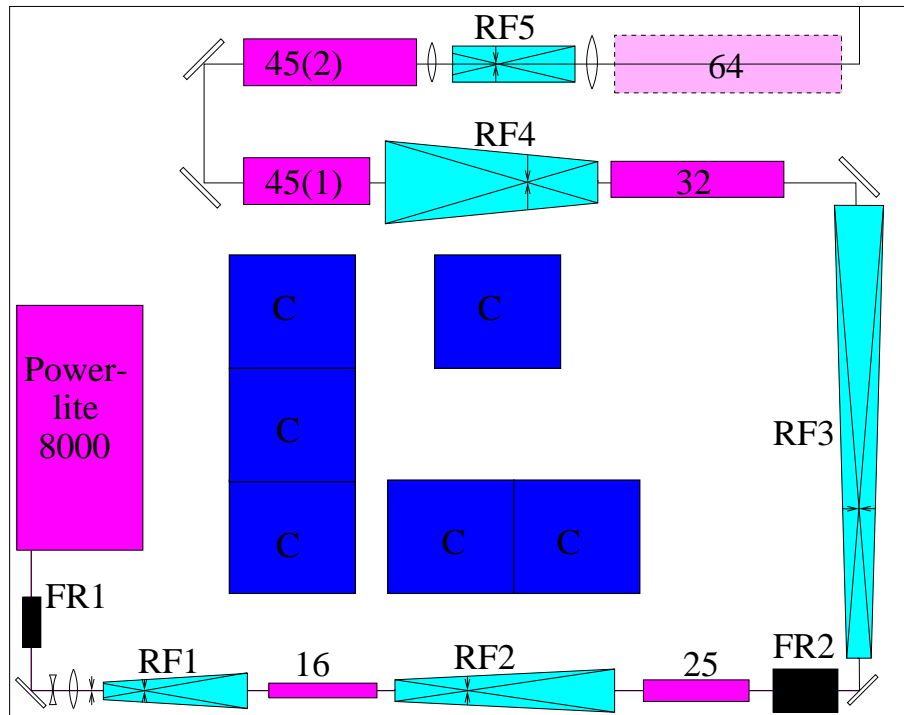


Abbildung 3.2: Aufbau des nhelix Lasersystems. Das Powerlite8000 Nd:YAG-Frontend stellt eine Pulsenergie von 170 mJ bei einer Wellenlänge von 1064 nm zur Verfügung, die in blitzlampengepumpten Nd:Glas-Stäben von 16, 25, 32 und zweimal 45 mm Durchmesser auf ca. 50 J verstärkt werden. Seit Januar 2002 ist ein zusätzlicher Verstärker mit einem 64 mm Stab in Betrieb, mit dem bis zu 100 J Ausgangsenergie erreicht werden. Die Faraday-Isolatoren FR1 und FR2 dienen zur Unterdrückung der Verstärkung von Reflexionen am Target oder an Oberflächen von Optiken in der Kette. Diese könnten zu einem hohen ASE-Vorpuls (Amplified Spontaneous Emission) oder der Beschädigung optischer Bauteile bzw. Lasermedien am Anfang der Laserkette führen. Mit RF1-5 sind die Raumfilter-Teleskope gekennzeichnet. C bezeichnet die Kondensatoren und Ladeelektronik der Verstärker 16, 25 und 45(1), welche ebenfalls im Reinraum untergebracht sind.

stet, die in Kapitel 2.2 erläutert wurde. Diese Voraussetzung war notwendig, um die Rechenmodelle für den Energieverlust des Ionenstrahls im Target wegen der konstanten Liniendichte vereinfachen zu können.

3.1.3 Strahlführungen und Detektoren am Z6 Messplatz

Über eine ca. 8m lange Transferstrecke mit Spiegelturm wird der Laserstrahl von dem klimatisierten Reinraum zum Target transportiert. Zur Optimierung der Strahl-Target-Wechselwirkungsbedingungen wurde eine Experimentgeometrie gewählt, bei der der Laser über einen Umlenkspiegel in der Targetkammer antiparallel zum Ionenstrahl und somit senkrecht zur Targetfolie läuft. Im Zusammenspiel mit einer kreisförmigen Blende für den Ionenstrahl wird damit eine radialsymmetrische Geometrie gesichert, die die zuvor erwähnte Quasi-Eindimensionalität unterstützt. Nach Wechselwirkung mit dem Target kann der Ionenstrahl durch 6mm große Aperturen in der Fokussieroptik und dem Umlenkspiegel die Targetkammer zur weiteren Analyse in die anschließende Strahlführung verlassen. Eine Skizze des Aufbaus ist in Abbildung 3.3 zu sehen.

Über eine Strecke von 9,4m wird die Flugzeit der Projektile gemessen und so die Geschwindigkeit ermittelt. Da am Laserplasma kein präzises Startsignal generiert werden kann, ist eine Absolutmessung der Geschwindigkeiten nicht möglich. Die präzise periodische Struktur des Ionenpulses, die wegen der Beschleunigerfrequenz von 108 MHz in einem regelmäßigen Abstand von 9,22 ns Mikrobunches erzeugt, ermöglicht aber eine Vergleichsmessung von Mikropuls zu Mikropuls. Es wird daher für jeden Mikropuls die relative Geschwindigkeitsänderung zum vorhergehenden errechnet, die sich durch den geänderten Energieverlust ergibt. Eine anschauliche Beschreibung ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Ein Stopp-Detektor, bestehend aus einer Konverterfolie, in der die Strahlionen Sekundärelektronen erzeugen, und einer etwa 10^6 -fach verstärkenden Multikanalplatte (MCP), erlaubt die präzise Messung der 108 MHz Mikrostruktur des Ionenstrahles und deren Veränderungen nach Zünden des Plasmas.

Die Ausgangsgeschwindigkeit wird gemäß der wohlbekannten Energieverlusttabellen von Biersack und Ziegler³⁵ und der vom Beschleuniger gegebenen Eingangsparameter relativistisch berechnet:

$$\begin{aligned} E_{kin} &= E_0 - \delta E_{folie} \\ \gamma &= \frac{m_u c^2 + E_{kin}}{m_u c^2} \end{aligned} \quad (3.1)$$

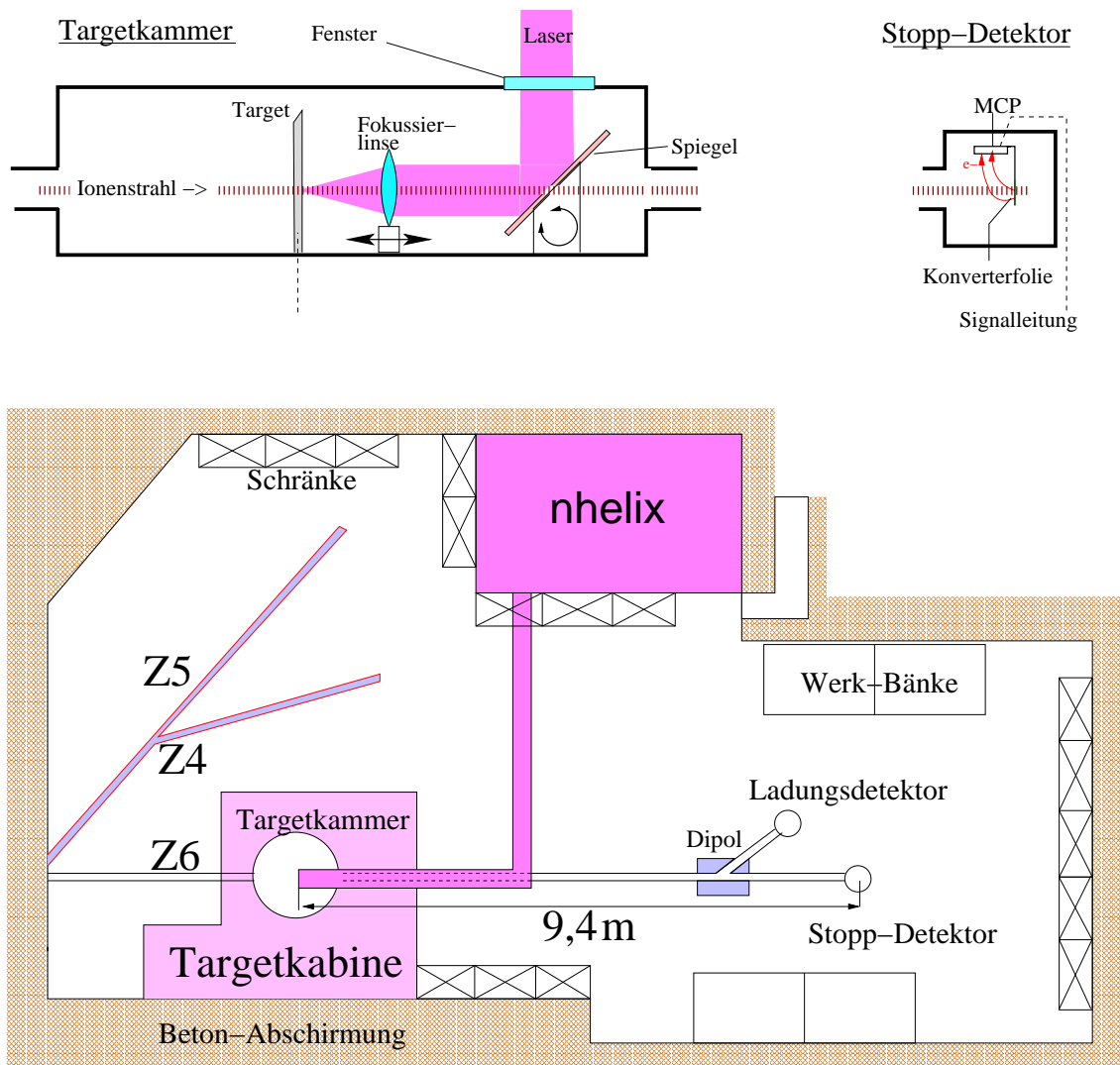


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Z6 Messplatzes. Z6 ist der südlichste von drei Strahlzweigen am Messplatz der Plasmaphysik in der Experimenthalle des UNILAC. Der Ionenstrahl durchquert die Targetkammer und erreicht nach einer Flugstrecke von 9,4m den Stopp-Detektor. Alternativ kann der Ionenstrahl auch von einem Dipol umgelenkt und an den Ladungsdetektor weitergeleitet werden. Das nhelix-System wird über eine gekapselte Strahlführung mit einer lichtdichten Kabine verbunden und dort an die Targetkammer angekoppelt. Im oberen Teil der Graphik sind Seitenansichten der Targetkammer und des Stopp-Detektors skizziert. In der Targetkammer durchdringt der Ionenstrahl die Targetfolie und die letzten Optiken des Laserstrahles. Nach der Flugzeitstrecke werden die Mikropulse an einem Stopp-Detektor registriert und mittels eines schnellen Speicheroszilloskopes aufgezeichnet.

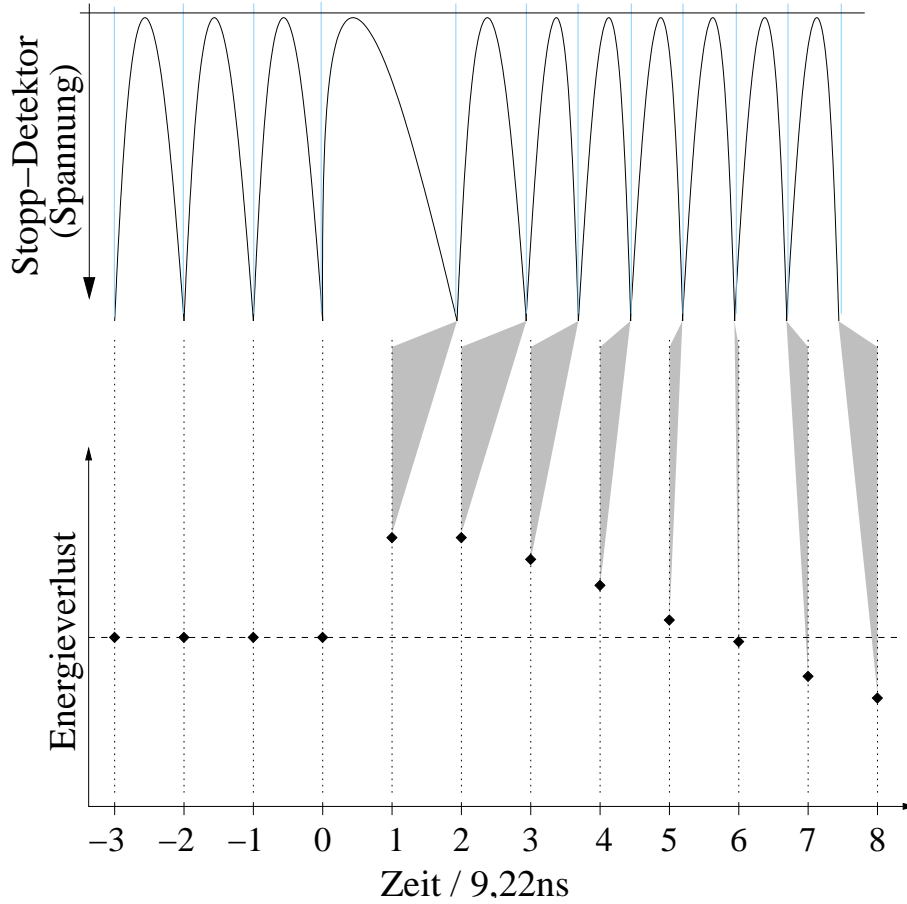


Abbildung 3.4: Skizzierung der Methode, nach der der Energieverlust von Ionen im Laserplasma gemessen wird. Die Hochfrequenz der HLI-Ionenquelle von 108 MHz sorgt für ein zeitlich hochpräzises Referenzmuster des Ionenstrahls, das auch von den Signalen der ungestörten Mikropulse am Stopp-Detektor reproduziert wird (Pulse -3 bis 0). Das Muster des Signals bei unverändertem Target (Folie) ist durch gepunktete Linien repräsentiert. Beginnt der Heizprozess des Lasers am Target zur Zeit $T=0$ (unmittelbar nach Durchqueren von Puls 0), so erfährt der nächste Puls bereits einen höheren Energieverlust, und die Ankunftszeit am Stopp-Detektor verzögert sich (kenntlich gemacht durch die Breite der grauen Dreiecke). Für die Dauer der höchsten Laserintensität behält das Targetplasma etwa dasselbe Bremsvermögen, so dass Verzögerung und Energieverlust etwa gleich bleiben. Später verringern sich Ionsationsgrad und Dichte des Targetplasmas, so dass Energieverlust und Verzögerung kontinuierlich bis auf null sinken (Vakuumwert), also deutlich unter dem ursprünglichen, von dem Energieverlust in der Folie bestimmten Wert (gestrichelte Linie) liegen.

$$v = \beta \cdot c = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} \cdot c \quad (3.2)$$

Hierbei sind m_u die mittlere Masse eines Nukleons, E_0 die vom Beschleuniger gelieferte Energie und δE_{folie} der nach Biersack und Ziegler berechnete Energieverlust in der kalten Folie. γ und β sind die allgemein gebräuchlichen Parameter der speziellen Relativitätstheorie.

Entsprechend dieser Transformation kann man auch aus einer gemessenen Verzögerung δt einen weiteren Energieverlust (pro Nukleon) im Plasma gegenüber der gemäß Gleichung (3.2) ermittelten Laufzeit $t_0 = 9,4 \text{ m}/v$ berechnen:

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{9,4 \text{ m}}{(t_0 + \delta t)c} \\ \gamma &= \sqrt{\frac{1}{1 - \beta^2}} \\ E'_{kin} &= m_u c^2 (\gamma - 1) \end{aligned} \quad (3.3)$$

3.2 Spektroskopie mit Glimmer-Kristallen

Obwohl die Geometrie des Experimentes eine annähernd konstante Liniendichte gewährleistet, ist die Kenntnis der räumlichen Verteilung von Temperaturen und Ladungszuständen der Targetionen wichtig für die Modellierung des Energieverlustes. Mit Hilfe von sphärisch gebogenen Glimmerkristallen, die in einer gekrümmten Detektorebene die Ausdehnung des zu untersuchenden Objektes abbilden, kann man hochauflösende Spektroskopie im weichen Röntgenbereich betreiben. Während die Kristallkrümmung in einer Dimension für eine Fokussierung der Spektrallinien sorgt, die eine Erhöhung der Effizienz bewirkt, erzeugt die Krümmung in der zweiten Dimension eine Hohlspiegel-Abbildung entsprechend den Gesetzen der geometrischen Optik.

Da die maximale untersuchbare Wellenlänge eines Kristall-Spektrometers durch den doppelten Abstand der Netzebenen (2d) festgelegt ist, können die Spektrallinien des Kohlenstoffes ($\lambda > 2,5 \text{ nm}$) nicht mit einem Glimmerkristall beobachtet werden. Das Beimischen von Fluor zum Targetmaterial ermöglicht jedoch den Einsatz dieser Kristalle. Dies führte zur Verwendung von Teflon (CF_2) als Targetmaterial für die räumlich aufgelöste Untersuchung der Laserplasmen. Da die He_α bis Ly_δ Linien von Fluor aber oberhalb von einem Nanometer Wellenlänge liegen, lässt sich Fluor zeitaufgelöst mit einem Gitterspektrometer (2400 l/mm) untersuchen, das bei Wellenlängen unterhalb eines Nanometers nicht mehr einsetzbar ist.

3.2.1 Spektrometer mit sphärisch gebogenen Kristallen

Eine Möglichkeit, verschiedene Frequenzen von elektromagnetischer Strahlung räumlich zu trennen, besteht in der wellenlängenabhängigen Reflektion an den Gitternetzebenen eines Kristalls, der sogenannten Bragg-Reflektion. Voraussetzung für die Nutzung dieses Effektes ist, dass die Ebenen mindestens um eine halbe Wellenlänge der zu untersuchenden Strahlung von einander entfernt sind. Kristallspektrometer eignen sich aufgrund der Gitterabstände von typischerweise $d \leq 1 \text{ nm}$ hervorragend zur spektroskopischen Untersuchung von Röntgenstrahlung bzw. XUV-Strahlung (extremes Ultraviolett) im Bereich von 0,1-1 nm. Der relativ hohe Gitterabstand von Glimmer (ca. 1 nm) erlaubt die Untersuchung von XUV-Strahlung bis hinauf zu 2 nm, was die Spektroskopie an allen helium- und wasserstoffähnlichen Linien des Fluors ermöglicht.

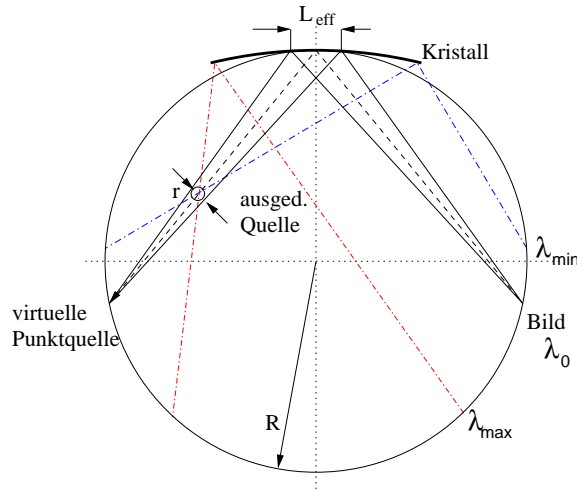


Abbildung 3.5: In der Johannson Geometrie wird eine Quelle der endlichen Ausdehnung r innerhalb des Rowlandkreises mit Radius R positioniert, um ein Intervall mehrerer virtueller Punktquellen zu erhalten, die verschiedenen Wellenlängen im Intervall $[\lambda_{min}, \lambda_{max}]$ zugeordnet sind. Dabei kann der Kristall über die Länge L_{eff} genutzt werden.

Ein zylindrisch gebogener Kristall fokussiert die Strahlung der Wellenlänge λ_0 zu einem linienförmigen Bild auf dem sog. *Rowland-Kreis*. Dabei erfordert die Reflexionsbedingung am Kristallgitter, dass nur solche Strahlung beiträgt, deren Einfallrichtung den Rowlandkreis an der dem Bild gegenüberliegenden Stelle schneidet (siehe Abbildung 3.5). Entsprechend wird eine Punktquelle direkt auf dem Rowlandkreis ausschliesslich in einer Wellenlänge abgebildet. Um ein Spektrum aufzunehmen, muss die Quelle innerhalb oder außerhalb des Rowlandkreises positioniert werden.

Dadurch existiert ein Intervall mehrerer „virtueller“ Punktquellen, die für ein Wellenlängenintervall $[\lambda_{min}, \lambda_{max}]$ der Reflexionsbedingung genügen. Je nach Größe und Position einer ausgedehnten Quelle mit Radius r kann eine Fläche des Kristalls mit der Länge L_{eff} die Reflexionsbedingung erfüllen⁴⁰.

Im Idealfall ist die spektrale Fokussierung von der Ausdehnung der Quelle unabhängig. Im Realfall jedoch existieren Abweichungen in der Kristallkrümmung, und der Detektor (im Allgemeinen ein Röntgenfilm) sitzt nicht exakt auf dem Rowlandkreis. Dadurch reflektiert nicht jedes Flächenelement des Kristalls auf den gleichen Punkt des Detektors, und die spektrale Auflösung ist durch die Quellgröße begrenzt. In dieser Arbeit ließ der Aufbau der Experimente keine Positionierung des Films auf dem Rowlandkreis zu. Daher wurde eine kompaktere Geometrie gewählt, die zwar eine niedrigere spektrale Auflösung aufweist, aber in jeder Wellenlänge ein zweidimensionales Bild der Quelle liefert⁴¹. Dies wird in Kapitel 4.4.2 genutzt, um die Ausdehnung des Plasmas abzuschätzen.

3.2.2 Experimenteller Aufbau

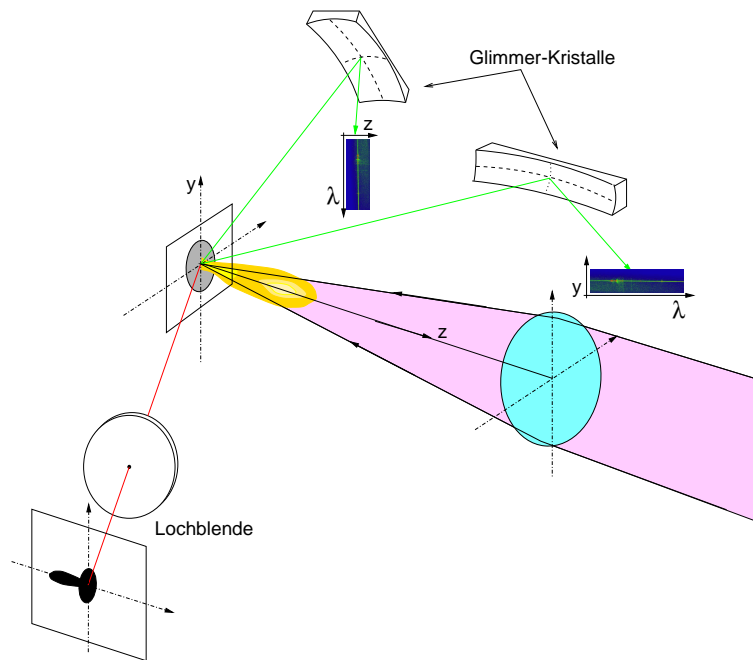


Abbildung 3.6: Aufbau der Experimente mit Glimmer-Spektrometern. Die Kristalle werden unter verschiedenen Winkeln um das Target arrangiert. Eine Lochblenden-Kamera nimmt das zeitintegrierte Bild des Plasmas auf. Verschiedene Orientierungen der Kristalle erlauben es, entweder eine laterale oder transversale räumliche Auflösung des Spektrums zu gewinnen.

Mit einem sphärisch gebogenen Kristall kann man über die spektrale Fokussierung hinaus auch eine räumliche Dimension abbilden. Dadurch können je nach Orientierung des Kristalls die Veränderung des Spektrums eines Plasmas entlang einer Beobachtungsachse aufgenommen werden. Auf diese Weise sind spektrale Auflösungen von über 1000 und räumliche Auflösungen von einigen Mikrometern bei gutem Kontrast und hoher Effizienz möglich.

Für die spektroskopischen Untersuchungen mit Kristallspektrometern wurde das Experiment ohne Schwerionenstrahl betrieben. Entlang der ursprünglichen Ionenstrahlachse wurde ein He:Ne-Laser eingekoppelt, mit dessen Hilfe die Originalgeometrie der Experimente definiert und die Spektrometer justiert wurden. Die Glimmerkristalle wurden mit verschiedenen Orientierungen und unter verschiedenen Winkeln bezüglich des Targets montiert. Auf diese Weise konnten laterale und transversale Verteilungen der Strahlungsemission untersucht werden. Zusätzlich zu den Spektrometern wurde eine Filmbox mit Lochblende installiert, um eine zeitintegrierte Abbildung des Plasmas zu gewinnen. Die verwendeten DEF-Röntgenfilme wurden mit Aluminium-Filtern abgedeckt, um Streulicht aus dem sichtbaren Frequenzbereich oder höhere Ordnungen von Spektrallinien höherer Energie auszublenden. Abbildung 3.6 zeigt das Arrangement der zentralen Elemente des Experiments.

3.3 Spektroskopie mit einem „Flat-Field“ Gitter

Ein wichtiger Aspekt bei der Analyse der Plasmaparameter ist deren zeitliche Entwicklung. Hierfür wurden Experimente durchgeführt, in denen eine Röntgen-Streak-Kamera hinter einem Gitterspektrometer eingesetzt wurde. Um den störenden Einfluss von Reflexionen im UV-Bereich zu verhindern, wurde der Eintrittsspalt des Spektrometers mit Aluminium-bedampften Polypropylenfolien abgeschirmt.

3.3.1 Design des Spektrometers

Das im Zuge dieser Arbeit konstruierte Spektrometer verwendet ein sogenanntes „Flat-Field-Grating“ als dispersives Element. Diese Art der Gitter erzeugt ein Spektrum in einer Fokalebene und nicht in einer gekrümmten Fläche, wie etwa die Johanneometrie mit Kristallen. Dadurch ist diese Bauart besonders geeignet für den Einsatz planarer Detektoren wie CCD-Sensoren oder den Photokathoden einer Streak-Kamera bzw. eines Bildverstärkers. Erreicht wird dies durch einen variablen Abstand der Gitterlinien. Das verwendete Hitachi 001-0450 Gitter besitzt durchschnittlich 2400 Linien pro Millimeter. Die prinzipielle Funktionsweise eines solchen „Flat-Field“-Gitters ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Während die räumliche Aus-

dehnung der Gitterfläche bei streifendem Einfall für eine Divergenz des Lichtes in nullter Ordnung sorgt, wird diese durch den variierenden Gitterabstand in erster Ordnung kompensiert: Die Dispersion jedes Flächenelementes lenkt das Licht einer Wellenlänge λ auf denselben Punkt im Abstand \mathcal{F} von der Mitte des Gitters. Dadurch ergibt sich ein ebenes Bild des Spektrums senkrecht zur Gitterebene.

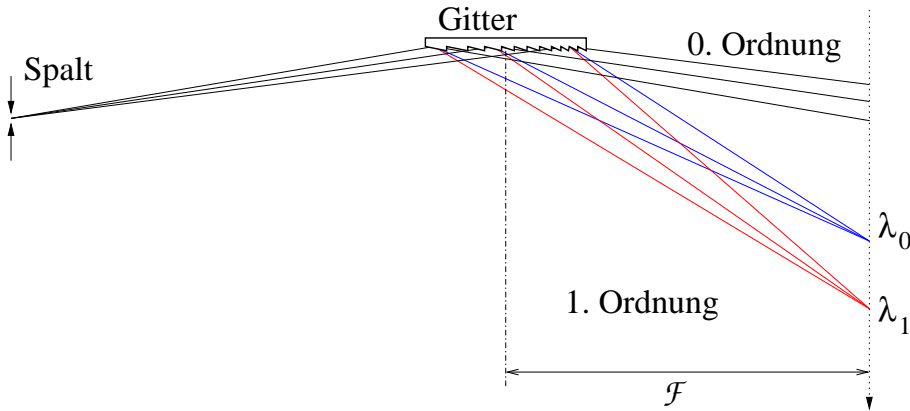


Abbildung 3.7: Schematische Beschreibung der Arbeitsweise eines „Flat-Field“-Gitters. In einer Ebene im Abstand \mathcal{F} von der Mitte des Gitters wird der Spalt für jede Wellenlänge an einer Stelle abgebildet.

Der Standard-Einfallswinkel beträgt $1,3^\circ$, und die spektrale Bandbreite reicht von einem bis fünf Nanometern. Das Gitter ist mit einem „Blazing-Winkel“ von $1,9^\circ$ gefertigt, d.h. es besitzt eine sägezahnförmige Oberfläche, bei der die Normale der Reflexionsfläche um $1,9^\circ$ gegen die Flächennormale des Gitters geneigt ist. Die Geometrie eines solchen Gitters ist in Abbildung 3.8 gezeigt.

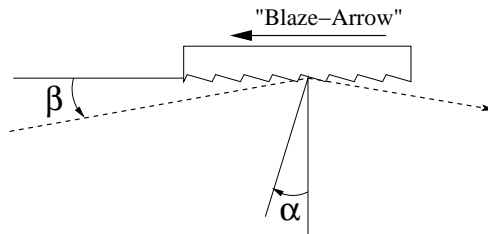


Abbildung 3.8: Definition des Blazing-Winkels α : Die Flächennormale des Gitters ist gegen die Normale der Reflexionsfläche um α geneigt. Der Lichteinfallswinkel β ist im allgemeinen von α verschieden. Der sogenannte „Blaze-Arrow“ kennzeichnet die Orientierung der Flächen und zeigt *entgegen* der Lichtlaufrichtung.

Alternativ kann unter 3° ein Hitachi 001-0437 Gitter eingebaut werden, das durchschnittlich 1200 Linien pro Millimeter besitzt. Dieses Gitter deckt den Bereich von $\lambda = 5 - 30 \text{ nm}$ ab, der jedoch in dieser Arbeit nicht von Relevanz ist.

Die Dispersionsrelation des Gitters lässt sich gut durch die Gesetze der Interferenz am Gitter unter Verwendung der durchschnittlichen Gitterliniendichte beschreiben, wobei man als Referenzpunkt für die Reflexion die Mitte des Gitters annimmt. Den Reflexionswinkel φ für die erste Ordnung der Wellenlänge λ bestimmt man aus

$$\cos \varphi = \cos \beta - \frac{\lambda}{d}, \quad (3.4)$$

wobei d den mittleren Linienabstand bezeichnet. Bei einem Abstand l zwischen Gitter und Detektor ergibt sich eine Dispersionsrelation von $x(\lambda) = l \cdot \tan \varphi$. Für das verwendete Gitter ist der Verlauf in Abbildung 3.9 dargestellt.

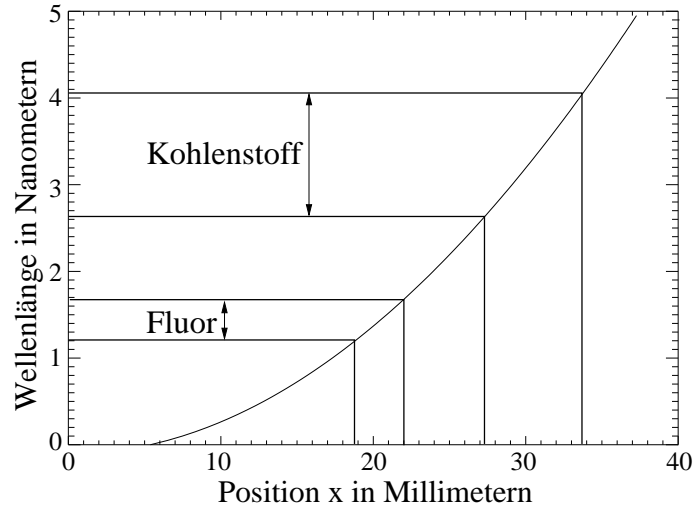


Abbildung 3.9: Dispersionsrelation des verwendeten Flat-Field Gitters. x bezeichnet die Position einer Spektrallinie in der Fokalebene des Gitters, wobei $x=0$ mit der Gitterebene zusammenfällt. Exemplarisch sind die Bereiche der Resonanzlinien von $C^{5+,4+}$ und $F^{7+,8+}$ gekennzeichnet.

Da die vollständige Ausdehnung des spektralen Bildes des Gitters breiter ist als die Eingangsapertur der Streak-Kamera, ist diese über einen Membranbalg an das Spektrometer gekoppelt und entlang der Bildebene verfahrbar. Auf diese Weise kann der spektrale Ausschnitt von der nullten Ordnung bis hin zur Reichweitengrenze gewählt werden, ohne die Apparatur umzubauen (siehe auch Abbildung 3.10).

Da in einem Laserplasma zu viel ultraviolette Strahlung entsteht, deren Reflexion oder Streuung die Messergebnisse verfälschen würde, muss der Eingangsspalt des Spektrometers mit einer Filterfolie versehen werden. Diese Folie besteht aus einer $1\text{ }\mu\text{m}$ dicken Polypropylenfolie, die beidseitig mit je 100 nm Aluminium bedampft ist. Die Absorptionscharakteristik dieser Folie muss bei der Interpretation der Spektren berücksichtigt werden.

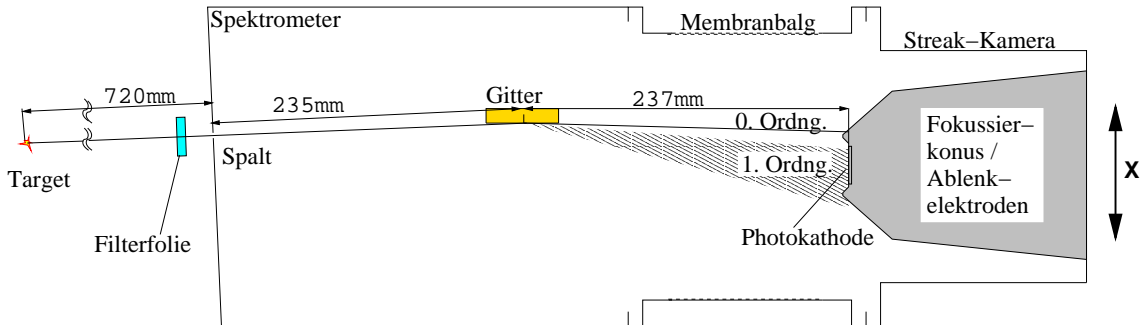


Abbildung 3.10: Aufbau für die spektroskopischen Untersuchungen mit Zeitauflösung. Der Detektor (Streak-Kamera) lässt sich entlang der Achse X verschieben, um ohne Brechen des Vakuums den spektralen Bildausschnitt zu verändern.

Die Abbildung 3.11a zeigt die Graphen der tabellierten Verläufe der Abschwächung, die das Filter durch die Polypropylenfolie und die Aluminiumbedampfung verursacht. Zusätzlich ist das Reflexionsvermögen des Goldgitters aufgetragen, wobei angenommen wurde, dass die Flächenrauigkeit des Gitters mindestens eine Größenordnung unter der Lamellentiefe liegt. Die verwendeten Tabellen stammen vom „Center for X-Ray Optics“ der Lawrence Berkeley National Laboratories³⁶.

Abbildung 3.11b zeigt die sich daraus ergebende gesamte Transmission des Spektrometers. Nicht berücksichtigt wurde die Effizienz des Gitters in erster Ordnung. Die von Saemann³⁷ angegebenen Werte für ein Gitter gleicher Bauart zeigen eine gleichbleibende Effizienz oberhalb von 2 nm . Unterhalb von 2 nm sind die Messungen deutlich fehlerbehaftet. Unter Berufung auf die Herstellerspezifikation für einen Einsatzbereich von $1\text{--}5\text{ nm}$ wurde die Reflexionseffizienz des Gitters in dieser Arbeit auf die Reflexionseffizienz von Gold unter 1.3° reduziert.

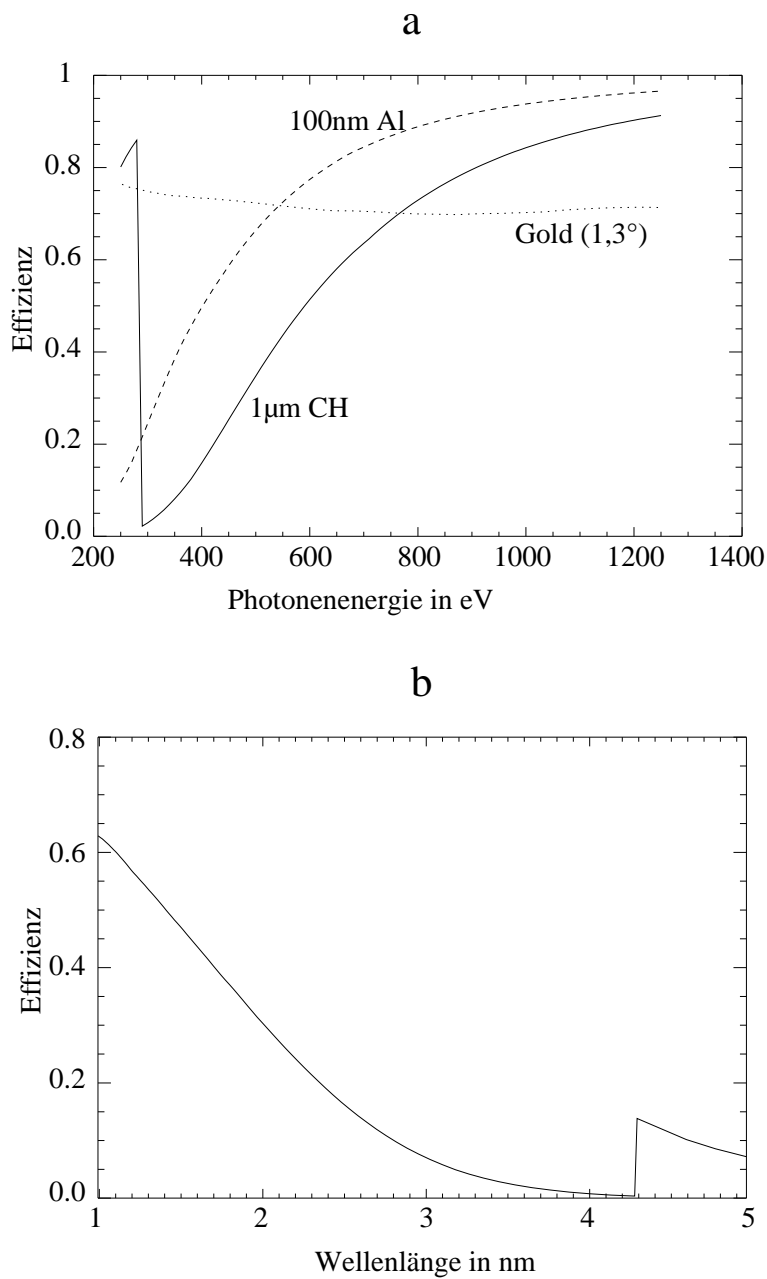


Abbildung 3.11: Teil a: Graphen der tabellierten Verläufe der Abschwächung der Filterfolie und der Reflektivität von Gold unter 1.3° in Abhängigkeit von der Photonenenergie. Teil b: Gesamte Ansprechfunktion des Spektrometers in Abhängigkeit von der Wellenlänge, die bei der Interpretation der aufgenommenen Spektren berücksichtigt werden muss.

Kapitel 4

Auswertung der Messungen

4.1 Energieverlust von Nickel in Kohlenstoff und CF_2

Die Experimente zur Untersuchung des Energieverlustes von schweren Ionen in Plasmen wurden bei Laserenergien von 36-50 J durchgeführt. Der Fokusbereich des Lasers war hierbei ca. 1,1 mm. Dies entspricht einer mittleren Intensität von $3\text{-}4 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$. Als Projektil diente ein Strahl von $^{64}\text{Ni}^{9+}$ -Ionen bei einer Ausgangsgesamtenergie von 377,6 MeV und einem Fokusbereich von $800 \mu\text{m}$.

4.1.1 Unterdrückung von Störstrahlung

Aufgrund der hohen Temperaturen im Laserplasma entsteht hochenergetische Bremsstrahlung. Dieser Röntgenblitz trifft auf die Konverterfolie des Stoppsdetektors und erzeugt ein intensives Signal, das einerseits als präzise Marke zur Definition des Zündzeitpunktes des Plasmas genutzt wird, aber andererseits eine Totzeit und ein Überspringen des Detektors verursacht.

Zur Unterdrückung dieser Störeffekte ist eine Kohlenstofffolie von $0,5 \mu\text{m}$ Dicke unmittelbar vor dem Detektor in den Strahlengang eingebracht. Die Nähe zum Detektor verhindert einen Einfluss dieser Folie auf die Flugzeit. Die höhere Elektronenanzahl des Halogens Fluor führte jedoch zu wesentlich größeren Störungen als dies bei den früheren Experimenten der Fall war¹, so dass eine weitere Filterfolie eingebaut wurde. Das verbleibende Überspringen wurde zur Auswertung durch Subtraktion einer exponentiell gedämpften Schwingung weitgehend eliminiert.

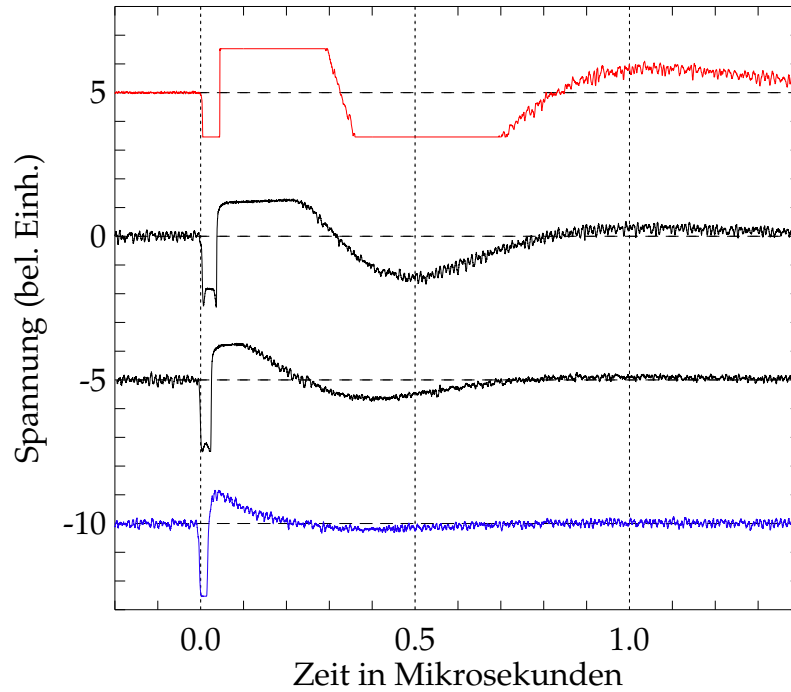


Abbildung 4.1: Vergleich mehrerer Stoppdetektorsignale. Man sieht ein Signal für Teflon bei 47 J vor der Filterkorrektur (Spannung=5) und drei Signale nach der Filterkorrektur für Teflon bei 50 J (Spannung=0), Teflon bei 36 J (Spannung=-5) und Kohlenstoff bei 37 J (Spannung=-10). Das zu messende Signal ist bei $t \approx 0,28 \mu\text{s}$ zu erwarten.

Abbildung 4.1 zeigt einen Vergleich zwischen Detektorsignalen für Teflon mit einer Filterfolie, Teflon mit zwei Filterfolien und Kohlenstoff mit zwei Filterfolien. Der Einfluss des Materials und der Filter ist deutlich zu sehen.

4.1.2 Messung des Energieverlustes

Die Auswertung der Energieverlustmessungen ergab ein sehr ähnliches Bild für Teflon und Kohlenstoff. Bei vergleichbarer Massenbelegung der Folien ergab sich eine vergleichbare Änderung des Bremsvermögens, nämlich annähernd eine Verdopplung bei dem Übergang vom Festkörper zum Plasma. Dieses Verhalten wurde bereits von Roth gefunden¹ und vor kurzem von Ogawa bestätigt³⁸. Erklärungen hierfür sind hauptsächlich der Beitrag, den freie Elektronen im Plasma zum Bremsvermögen lie-

fern, und ein höherer effektiver Ladungszustands des Projektils im Plasma gegenüber dem in einem kalten Gas. Ersteres wird anhand der modifizierten Bohr-Bethe-Bloch-Formel (Gleichung 2.1) vorausgesagt. Der Nachweis höherer Ladungszustände wurde bereits von Süß erbracht².

Abbildung 4.2 zeigt den Verlauf des Energieverlustes für vier verschiedene Experimente mit Kohlenstoff und Teflon. Exemplarisch sind für Kohlenstoff und Teflon je einmal die Fehlerbalken zu den Messpunkten gefügt. Es zeigt sich, dass die Änderung des Energieverlustes für beide Materialien im Rahmen des Messfehlers zunächst gleich sind. Die Lebensdauer des Teflonplasmas ist allerdings etwas länger.

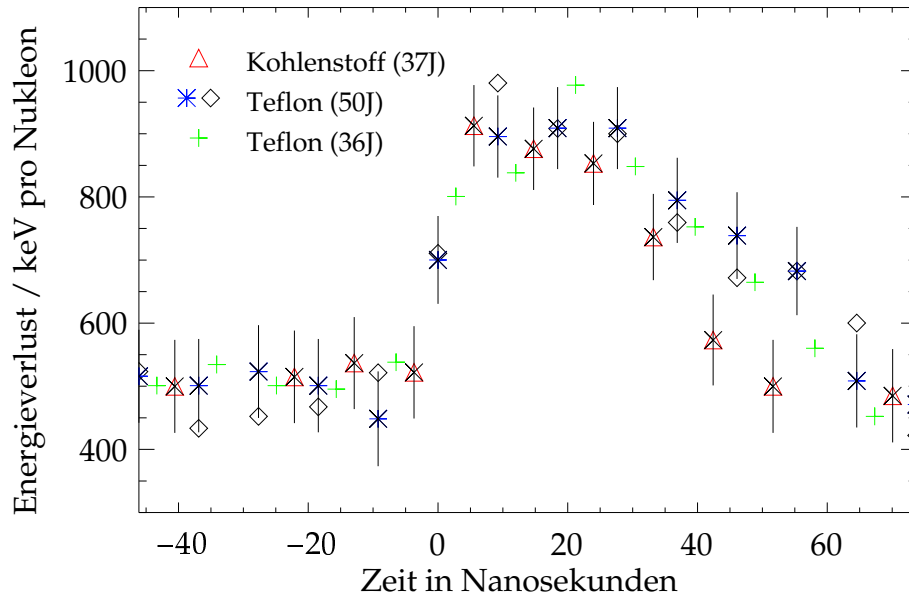


Abbildung 4.2: Energieverlust von $^{64}\text{Ni}^{9+}$ -Ionen mit $E_{ges} = 377,6 \text{ MeV}$. Der Energieverlust ist pro Nukleon angegeben.

Eine Schwankung der Laserenergie verursacht keine Änderung des Bremsvermögens, wie das Verhalten für 36 J und 50 J bei Teflon bestätigt. Für Intensitäten über $5 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$ wurde dies auch schon von Roth beobachtet³⁹. Ein anderes Verhalten ist auch nicht zu erwarten, da Schwankungen in diesem Bereich keine nennenswerte Änderung der Dichte und des Ionisationsgrades des Plasmas hervorrufen, welche für den Energieverlust hauptsächlich verantwortlich sind.

Der Energieverlust steigt sowohl für Teflon als auch für Kohlenstoff um den Faktor $1,8 \pm 0,1$ an. Dies passt zu den Ergebnissen von Roth, der bei niedrigeren Laserinten-

Tabelle 4.1: Übersicht über verschiedene Energieverlust-Experimente von Roth³⁹ für 0,5-2 μm Kohlenstoffolien und die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen für Teflon und Kohlenstoff mit ca. 5 μm Targetdicke.

Target	Dicke in μm	Projektil	$E_{0,ion}$ in MeV/u	Leistungsdichte in 10^{10} W/cm^2	$\frac{\text{Energieverlust Plasma}}{\text{Energieverlust Folie}}$
C	0,5	^{68}Ni	5,0	8-10	3,05
C	0,5	^{84}Kr	5,9	0,7	2,67
C	1	^{68}Ni	5,0	4-8	2,13
C	1	^{84}Kr	5,9	0,7-1,1	2,37
C	2	^{68}Ni	5,0	4-9	1,76
C	2	^{84}Kr	5,9	0,7-1	2,10
C	4,5	^{64}Ni	5,9	30	1,82
CF ₂	5	^{64}Ni	5,9	30-40	1,81

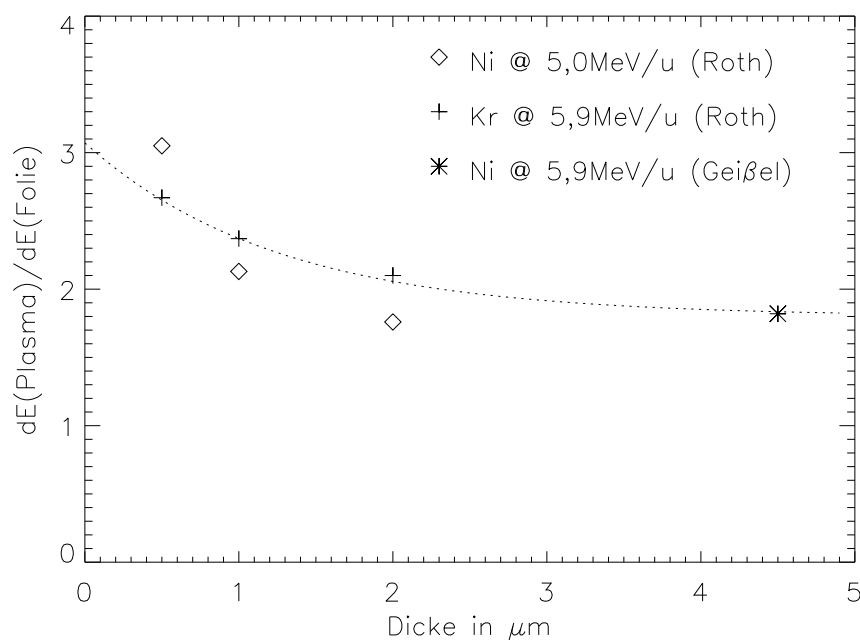


Abbildung 4.3: Entwicklung der Erhöhung des Energieverlustes im Plasma gegenüber der kalten Folie in Abhängigkeit von der Foliendicke. Alle Daten wurden an Kohlenstoffolien gemessen.

sitäten mit ^{68}Ni und ^{84}Kr Ionen den Energieverlust in Kohlenstofffolien mit 0,5, 1 und $2\text{ }\mu\text{m}$ Dicke untersucht hat. Eine Übersicht in Tabelle 4.1 zeigt die Übereinstimmungen. Die verschiedenen Materialien der jüngsten Experimente führten zu einem im Rahmen der Messgenauigkeit gleichen Energieverlust. Wichtig ist hier auch, dass die Energieverlustwerte in der kalten Folie vergleichbar sind. In Teflon betrug der Energieverlust 501 keV/u , in Kohlenstoff 485 keV/u . Diese Werte wurden mit dem Programm *EVER* ermittelt, welches auf empirischen Tabellen basiert³⁵.

Abbildung 4.3 zeigt die Entwicklung des Energieverlustes mit der Foliendicke gemäß Tabelle 4.1. Es ist eine klare Abhängigkeit von der Dicke der Folie zu erkennen. Dies kann u.a. dadurch verursacht werden, dass zu frühen Phasen noch nicht die ganze Folie geheizt ist, während später das Plasma bereits ausdünnt. In diesem Fall wäre der tatsächliche Unterschied zwischen Folie und Plasma ausschliesslich für sehr dünne Folien messbar.

4.2 Zeitlich aufgelöste Spektroskopie

Mit Hilfe des Flat-Field-Spektrometers, dessen Aufbau in Abschnitt 3.3 zu finden ist, wurden Spektren von Fluor und Kohlenstoff im Bereich von $1,2\text{--}3,4\text{ nm}$ mit einer Zeitauflösung von ca. 2 ns aufgenommen. Vor allem die Fluorlinien eignen sich zur Auswertung, da sowohl wasserstoffähnliche als auch heliumähnliche Linien beobachtet wurden. Darüber hinaus ist das Signal/Rausch-Verhältnis der Kohlenstofflinien aufgrund der hohen Absorption in der Filterfolie sehr hoch. Schließlich muss berücksichtigt werden, dass bei hohen Maximaltemperaturen die Kohlenstofflinien von der Emission aus kälteren Bereichen am äußeren Rand des Plasmas dominiert wird.

4.2.1 Verarbeitung der Messdaten

Ein typisches Beispiel für ein zeitaufgelöstes Spektrum ist in Abbildung 4.4 zu sehen. Die vertikale Achse entspricht der Zeit, wobei der gesamte Ausschnitt etwa 30 ns entspricht. Die Wellenlängen steigen entlang der horizontalen Achse von links nach rechts an. Die deutlichen Linien sind Fluorlinien, während die Kohlenstofflinien bei dieser Darstellung nur schwach am rechten Bildrand sichtbar sind. Erst unter Berücksichtigung der Filtertransmission treten diese sehr deutlich hervor, sind jedoch dann stark fehlerbehaftet. Ursache für diesen Fehler sind mögliche Schwankungen in der Filterdicke, Modellfehler in der Berechnung und Korrekturfehler beim Abziehen des Signaluntergrundes. Korrigierte Schnitte durch dieses Spektrum sind in Abbildung 4.5 für die Zeitpunkte $t=10\text{ ns}$ und $t=25\text{ ns}$ zu sehen.

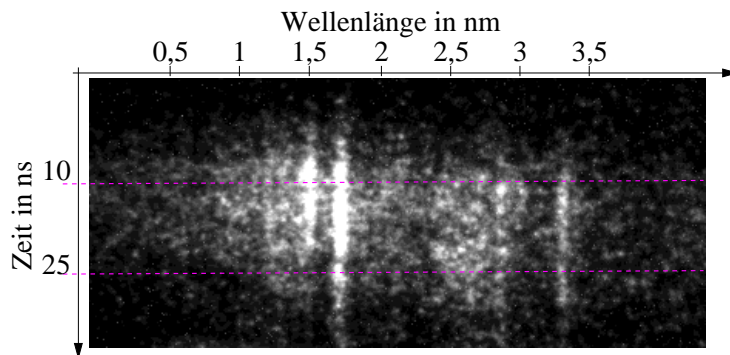


Abbildung 4.4: Unkorrigiertes Beispiel für ein zeitaufgelöstes Teflonspektrum. Besonders dominant sind die Fluorlinien zwischen einem und zwei Nanometern Wellenlänge.

Für die Auswertung der Messungen wurden mehrere Schnitte im Abstand von 2.3 ns durch die Spektren gelegt. Dabei wurde eine Mittelung über einen Zeitraum von 4.6 ns vorgenommen. Da die Linienintensitäten ganz zu Beginn und am Ende der aufgenommenen Emission zu schwach waren, wurden maximal die mittleren 20 ns berücksichtigt.

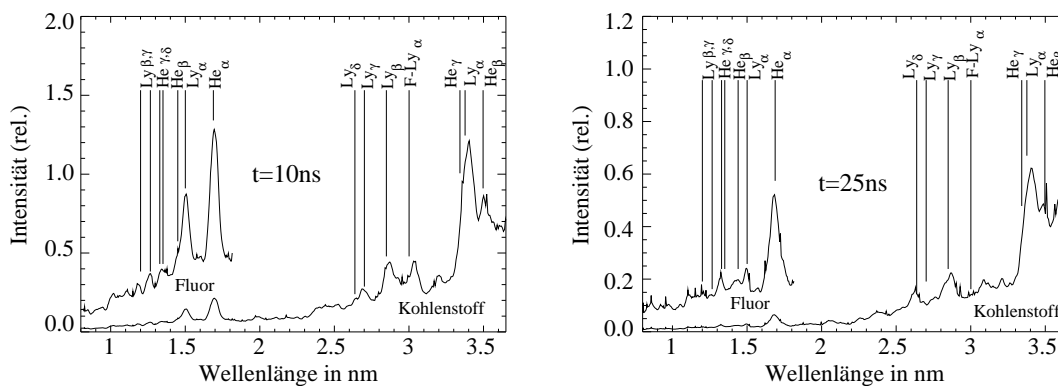


Abbildung 4.5: Schnitte bei 10 und 25 ns durch das Spektrum in Abbildung 4.4 unter Berücksichtigung der Gesamteffizienz und Dispersion des Spektrometersystems. Die Fluorlinien wurden ein zweites Mal mit einem willkürlichen Multiplikator eingezeichnet, um sie im Vergleich besser erkennen zu können. „F-Ly α “ bezeichnet hier die zweite Ordnung der wasserstoffartigen Fluor-Resonanzlinie.

4.2.2 Ermittlung von Plasmatemperaturen

Wegen der relativ niedrigen Luminosität des Laserplasmas im Röntgenbereich konnte nur der $300\text{ }\mu\text{m}$ breite Eingangsspalt des Spektrometers verwendet werden. Die erzielte spektrale Auflösung lag dadurch nur bei $0,01\text{--}0,03\text{ nm}$ bzw. $\lambda/\Delta\lambda \approx 40\text{--}100$. Dies machte eine Auflösung der Satellitenlinien unmöglich. Ebenso war es nicht mehr sinnvoll, Aussagen über die Plasmaparameter anhand der Linienform zu treffen. Die Betrachtung der Intensitätsverhältnisse von Übergängen aus höheren Schalen, die eine wesentlich niedrigere optische Dichte haben als die Haupt-Resonanzlinien, erlaubt jedoch eine Abschätzung der Temperatur. Anhand der in Kapitel 2.4.1 dargelegten Kriterien wurde eine Verteilung der Ladungszustände in Abhängigkeit von der Temperatur ermittelt. Die relativen Intensitäten der verschiedenen Linien wurden gemäß der Boltzmann-Statistik angenommen, was ebenfalls nach den Überlegungen in Kapitel 2.4.1 gerechtfertigt ist. Mit den so berechneten Linienintensitäten wurde ein Spektrum simuliert, bei dem die Haupt-Resonanzlinien außer Acht gelassen, bzw. willkürlich so weit abgeschwächt wurden, dass die höheren Übergänge gut reproduziert werden. Auf diese Weise konnte der Einfluss der Linienflügel der Haupt-Resonanzlinien auf die höheren Übergänge berücksichtigt werden.

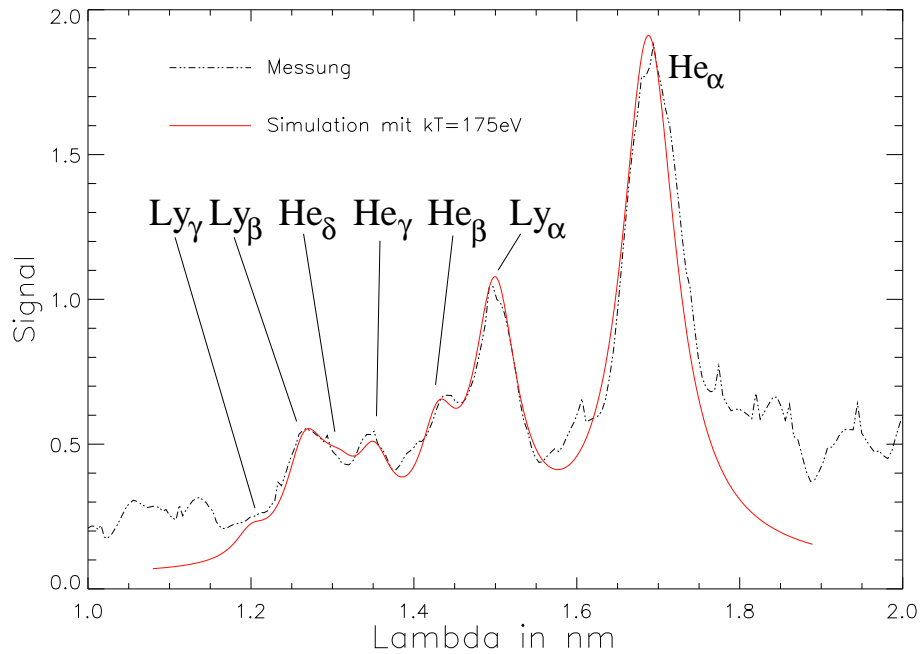


Abbildung 4.6: Vergleich zwischen gemessenem und simuliertem Spektrum für Fluor bei $t \approx 13\text{ ns}$. Die Temperatur im simulierten Spektrum beträgt 175 eV .

Da die Intensitäten der stärksten Linien wegen ihrer hohen optischen Dichte nicht exakt beschrieben wurden, sondern willkürlich abgeschwächt wurden, um dem Spektrum zu entsprechen, konnten diese Linien nur indirekt berücksichtigt werden. Temperaturen, bei denen eine Linie mit erheblich niedrigerer optischer Dichte wesentlich stärker reduziert werden musste als eine Linie höherer optischer Dichte (z.B. stärkeres Abschwächen von He_β als von He_α), wurden verworfen. Einen Vergleich zwischen dem gemessenen Spektrum und einem simulierten Spektrum geeigneter Temperatur zeigt Abbildung 4.6.

Die auf diese Weise erhaltenen Temperaturen sind im Rahmen des Spielraumes, den eine Optimierung der Parameter für das jeweilige Spektrum erlaubt, und der Unsicherheiten bei den verwendeten Modellen mit einem Fehler von 20-30% behaftet.

Zur weiteren Korrektur des Ergebnisses wurden die ermittelten Parameter mit Daten verglichen, die aus Simulationsrechnungen mit dem MARIA Code von F.B. Rosmej³² ermittelt wurden. Diese Rechnungen berücksichtigen Strahlungstransport und ein exaktes Lösen der Ratengleichungen für die Bevölkerung der beteiligten Energieniveaus bzw. Ladungszustände. Abbildung 4.7 zeigt einen Vergleich von Spektren mit gerechnetem Strahlungstransport bzw. Ratengleichungssystem (linke Seite) und mit dem Ionisationsmodell nach Alatterre (Gleichung 2.14 und Abbildung 2.6). Es zeigt sich, dass insbesondere bei Temperaturen von $kT > 150 \text{ eV}$, d.h. für hohe Intensitäten der Ly-Linien, die nach dem reduzierten Modell ermittelten Temperaturen zu hoch ausfallen.

Durch einen temperaturabhängigen Skalierungsfaktor, der zu einer besseren Übereinstimmung mit den exakt gerechneten Spektren führt, wird der systematische Fehler der Temperatúrauswertung durch das reduzierte Modell minimiert.

Da das Auslösen der Diagnostik mit einer Schwankung von mehreren Nanosekunden behaftet war, ist der absolute Zeitpunkt der Temperaturmessung nicht exakt bestimmbar. Auch der Beginn der Röntgenemission ist nicht mit dem Beginn des Laserpulses identisch, da sehr frühe Zeiten der Heizphase wegen der geringen Temperatur für die Diagnostik unsichtbar bleiben.

Die ermittelten Temperaturen verstehen sich also relativ zueinander bzw. relativ zum Beginn der detektierbaren Emission. Die jeweils ersten Schnitte durch die gemessenen Spektren wurden einige Nanosekunden nach dem ersten Auftreten der He_α -Linie gezogen, da eine ausreichende Anzahl unterschiedlicher Linien zu einer Auswertung notwendig sind. Abbildung 4.8 zeigt die Temperaturentwicklungen für Teflonfolien und ein 2 mm dickes Teflon-Target. Die Unterschiede in der Höhe der Temperatur für verschiedene Kurven lassen sich leicht durch Schwankungen in der Laserintensität erklären.

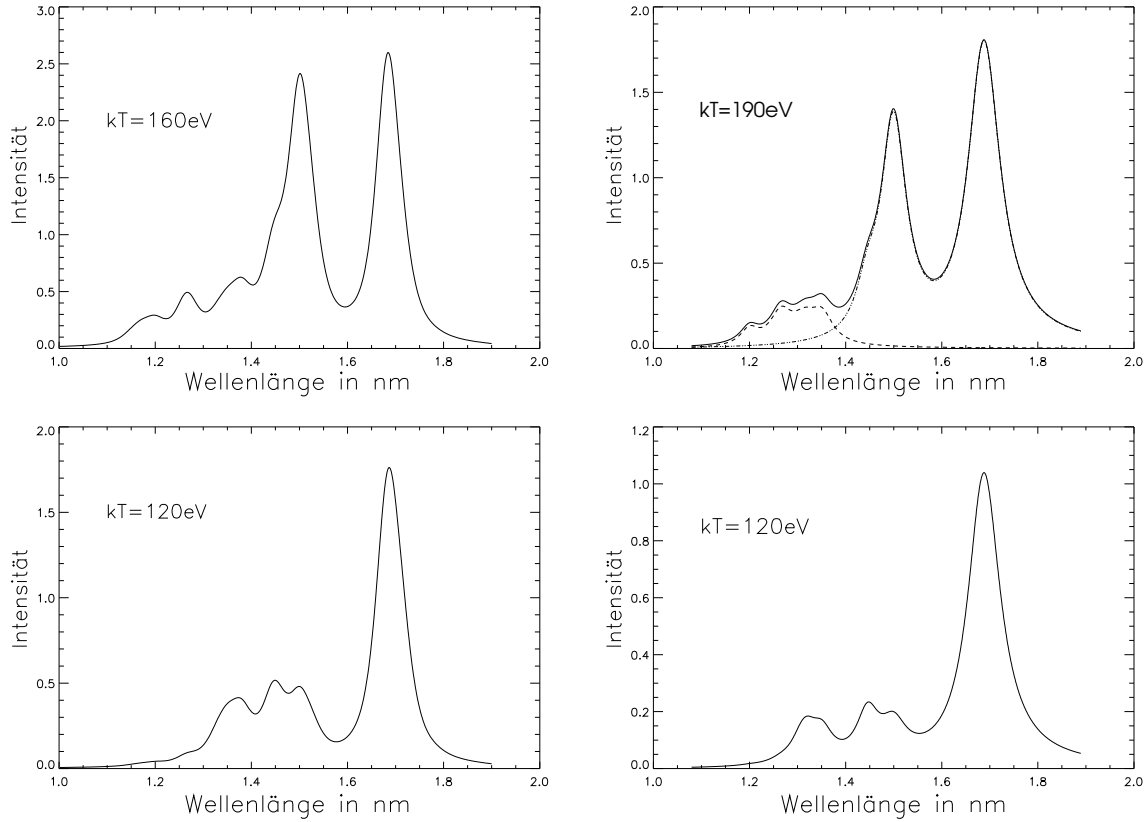


Abbildung 4.7: Vergleich zwischen exakt gerechnetem (links) und reduziertem Modell (rechts). Die exakten Rechnungen wurden von F.B. Rosmej durchgeführt. Es zeigt sich, dass die Plasmatemperaturen ohne die Berechnungen der Ratengleichungen und des Strahlungstransportes überschätzt werden. Die Absolutwerte der Linien sind willkürlich. Nur die Intensitätsverhältnisse gehen in die Auswertung ein. Für das Spektrum bei 190 eV (oben rechts) sind zwei unterschiedliche Liniengruppen separat eingezeichnet. Die optisch dünneren Linien (links, gestrichelt) wurden zur Ermittlung der Temperaturen herangezogen. Durch die Anpassung der optisch sehr dichten Linien (rechts, gepunktet) konnte der Einfluss ihrer hochenergetischen Ausläufer berücksichtigt werden (Unterschied zwischen gestrichelter und durchgezogener Linie).

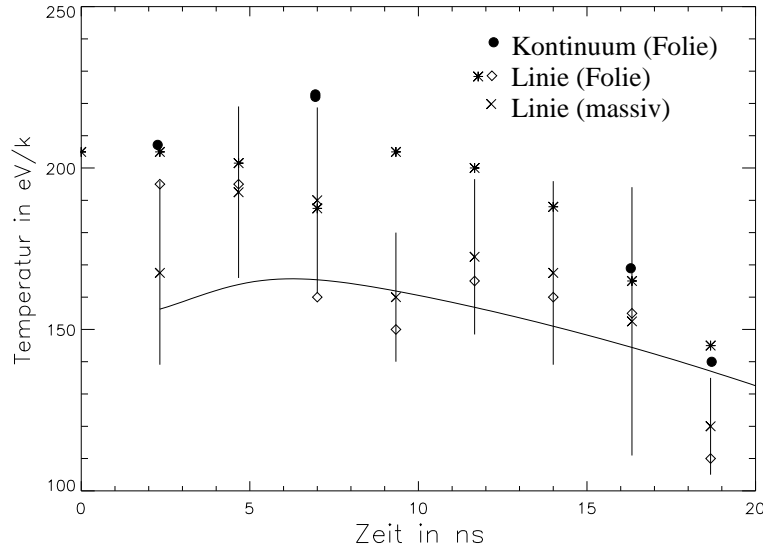


Abbildung 4.8: Zeitliche Entwicklung der Plasmatemperatur in einem Teflontarget. Repräsentativ wurde für die Messung an dem massiven Target Fehlerbalken eingetragen. Ein durch einen Skalierungsfaktor korrigierter Verlauf, der die Abweichungen zu exakt gerechneten Spektren berücksichtigt, ist als Gaußfit mit einer durchgezogenen Linie eingezeichnet. Zusätzlich sind die Werte aus Kapitel 4.2.3 als Punkte eingezeichnet.

Bei Plasmen von Temperaturen oberhalb $kT = 100 \text{ eV}$ und Elektronendichten unterhalb von 10^{21} cm^{-3} ist mit starker Strahlungskühlung zu rechnen. Es folgt, dass das Maximum des Laserpulses bei den in Abbildung 4.8 aufgetragenen Temperaturwerten etwa bei 5-10 ns liegt. Spektrallinien im Röntgenbereich treten erst einige Nanosekunden nach Ansetzen des Laserpulses ein, wobei bereits nahezu die Maximaltemperatur von $kT = 150 - 170 \text{ eV}$ erreicht ist. Nach dem Pulsmaximum lässt die Heizleistung nach, womit die Temperatur zu fallen beginnt. Gegen Ende des Laserpulses ist die Temperatur auf deutlich unter $kT = 140 \text{ eV}$ gefallen, so dass im Röntgenbereich kein auswertbares Spektrum mehr messbar ist. Zur Länge des Laserpulses sei hier noch einmal erwähnt, dass die angegebene Pulsbreite von 14 ns die volle Halbwertsbreite eines etwa gaussförmigen zeitlichen Verlaufs beschreibt. Die gesamte Fußbreite ist erheblich länger, so dass auch mehr als 7 ns vor bzw. nach dem Maximum eine endliche Heizleistung vorliegt.

4.2.3 Auswertung des Kontinuums

Die Auswertung des emittierten Kontinuums kann im Bereich zwischen der energetisch höchsten Kohlenstofflinie (Seriengrenze der Lyman-Serie) und der energetisch

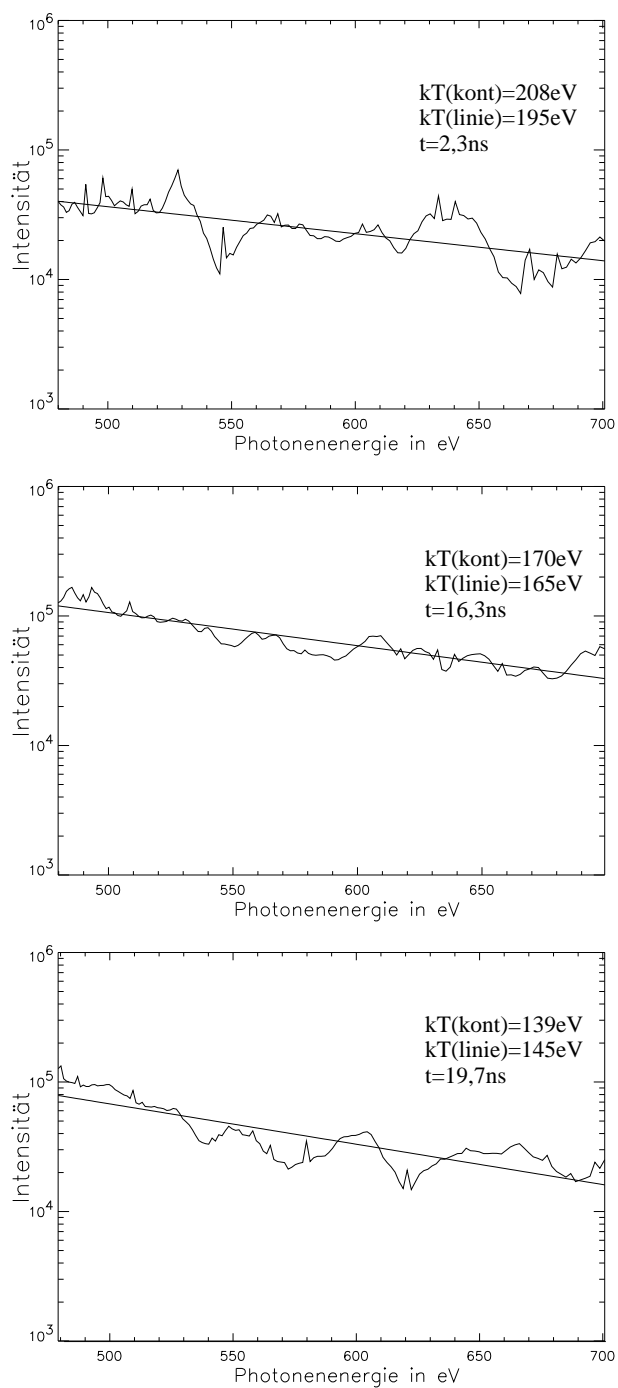


Abbildung 4.9: Bestimmung der Temperatur aus den Messungen der Kontinuums-Emission von Teflon-Folien. Für jedes Spektrum sind die jeweils aus dem Kontinuum [$kT(\text{kont})$] und den Linien [$kT(\text{linie})$] ermittelten Temperaturen angegeben.

niedrigsten Fluorlinie vorgenommen werden (He_α), da in diesem Bereich weder in erster noch in einer höheren Ordnung Spektrallinien zu erwarten sind. Darüberhinaus ist dies ein Bereich, der mitten in dem Spektralbereich liegt, für den das Gitter spezifiziert ist, und die Filtertransmission ist ausreichend hoch, so dass kein nennenswerter Fehler durch die Filterkorrekturen entsteht. Während bei einigen Aufnahmen das Rauschen im Spektrum zu hoch war, um eine klare exponentielle Entwicklung im Kontinuum zu messen, konnten die erhaltenen Temperaturwerte aus Abbildung 4.8 für bestimmte Punkte überprüft werden. Abbildung 4.9 zeigt exemplarisch drei gemessene Kontinua mit nach Gleichung (2.23) angepassten Geraden. Da die Steigung der Geraden sehr empfindlich auf den Einfluss des Rauschens ist, muss bei der Temperatureauswertung mit einem Fehler von 20-30 % gerechnet werden. Entsprechend müssen die Werte in Abbildung 4.8 interpretiert werden.

4.2.4 Dauer der XUV-Emission

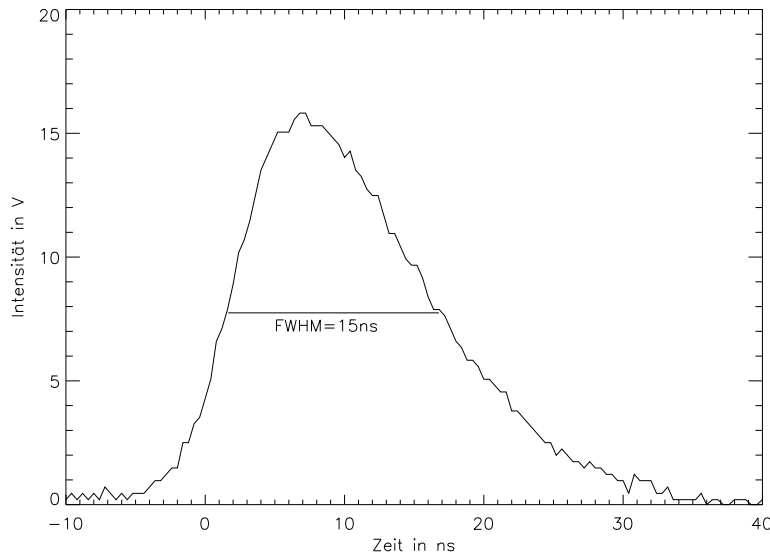


Abbildung 4.10: Messung der Laseremission mit einer PIN-Diode.

Bei Temperaturen von weit mehr als einer Million Grad ($kT \gg 100 \text{ eV}$) verliert ein Plasma durch Strahlungskühlung sehr schnell an Temperatur, sobald der Heizprozess aufhört. Dies ist bereits in den Spektren dadurch zu erkennen, dass deutliche Linien nur innerhalb von ca. 20 ns sichtbar sind. Die Messungen des zeitlichen Verlaufs der Emission der stärksten Linien und der integrierten Intensität in der nullten Ordnung des Spektrometers zeigen, dass die effektive Lebensdauer des Plasmas etwa

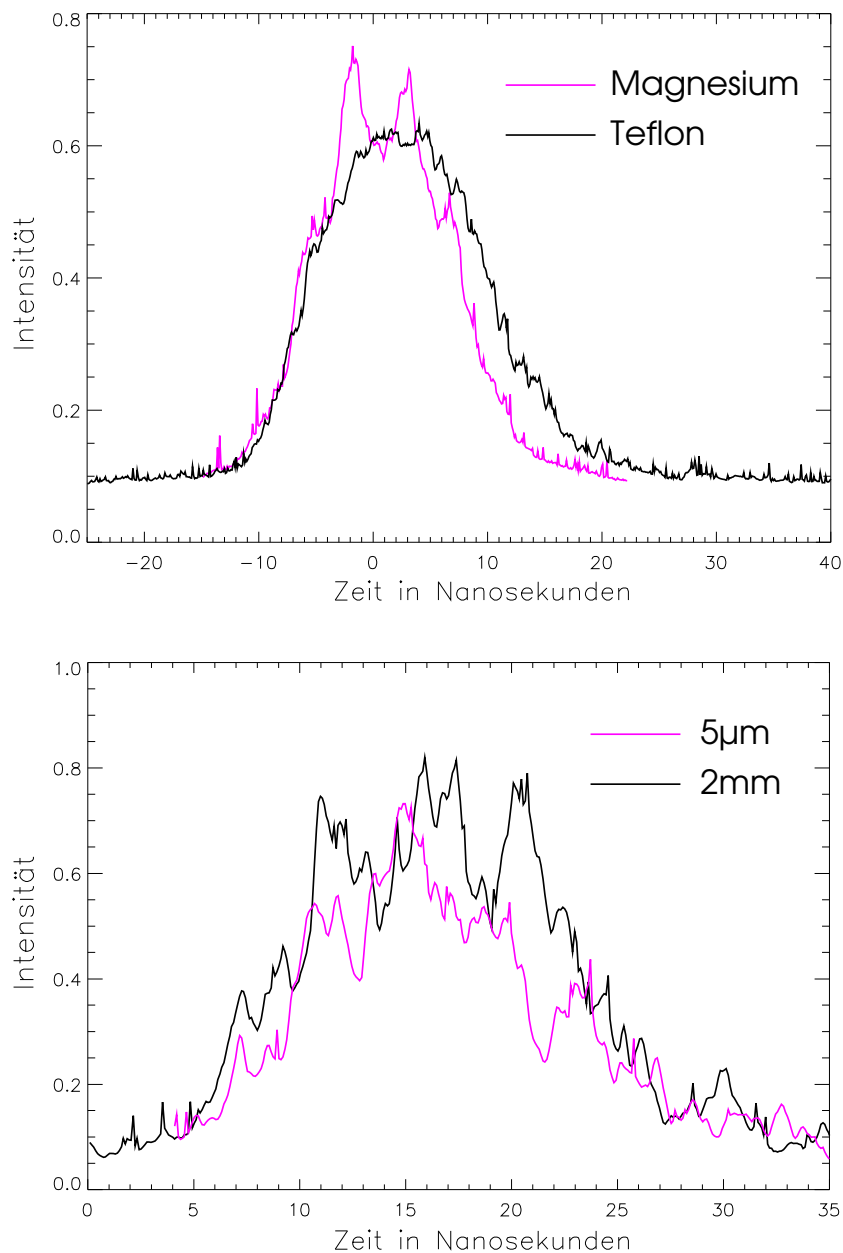


Abbildung 4.11: Zeitlicher Verlauf der XUV-Emission spektral integriert (oben) für Magnesium und Teflon und zwei Beispiele für den Verlauf der Emission in der He $_{\alpha}$ -Linie von Fluor (unten) bei 2 mm und 5 μm Targetdicke. Es ergibt sich eine effektive Lebensdauer, die der Fußbreite des Laserpulses entspricht.

der Fußbreite des Laserpulses von rund 30 ns entspricht. Abbildung 4.10 zeigt die Messung der Laseremission durch eine PIN-Diode. Die Halbwertsbreite beträgt hier 15 ns, wobei eine leichte Verbreiterung durch die Dispersion in ca. 60 m Messleitung vorliegen kann. Messungen im Laserraum schwanken zwischen 14 und 15 ns FWHM.

In Abbildung 4.11 sind entsprechende Verläufe von Magnesium und Teflon (nullte Ordnung), sowie für die He_α -Linie von Fluor gezeigt. Dabei zeigt sich, dass das Teflon-Plasma etwas länger existiert. Dies wird dadurch verursacht, dass Magnesium mit seiner höheren Kernladungszahl stärker durch Strahlungskühlung beeinflusst wird (Kontinuumstrahlung $\propto Z^2$).

4.3 Ortsaufgelöste Spektroskopie

Wie in Kapitel 3.2.1 beschrieben, ermöglicht die Verwendung von sphärisch gebogenen Glimmerkristallen eine Aufnahme räumlich aufgelöster Spektren von Fluor. Hierbei wurden zweierlei spektrale Bereiche untersucht: Der Bereich von 1,25-1,55 nm (Ly_α , $\text{He}_{\beta-\delta}$) und 1,6-1,8 nm (He_α +Satelliten). Die auf Kodak DEF-V-Filmen aufgenommenen Spektren wurden in einem Trommelscanner bei 3000 dpi Auflösung digitalisiert und mit Hilfe eines geeichten Graukeiles in optische Dichten umgerechnet. Da die Belichtung der Filme weit unterhalb der Sättigung bleibt, kann von einem linearen Verhältnis zwischen Strahlungsintensität und optischer Dichte ausgegangen werden.

4.3.1 Auswertung der Intensitätsverhältnisse der Resonanzlinien

Zur Auswertung der Intensitätsverhältnisse wurde die gleiche Methode verwendet wie bei der zeitlich aufgelösten Spektroskopie in Kapitel 4.2.2. Die Intensität der einzigen wasserstoffähnlichen Linie (Ly_α) konnte aufgrund der zu erwartenden hohen optischen Dichte nur indirekt berücksichtigt werden: Simulationen von Spektren, bei denen die Ly_α -Linie gar nicht oder wesentlich geringer als He_β abgeschwächt werden muss, obwohl sie eine höhere optische Dichte hat (hohe Temperaturen), wurden nicht in Betracht gezogen. Die hohe spektrale Auflösung der Messungen ermöglicht eine präzise Messung der Intensitäten der He_γ und He_δ Linien. Die Annahme, dass die integrale Intensität dieser Linien kaum von der optischen Dichte reduziert wird, während He_β sehr viel dichter ist, ermöglicht die hauptsächliche Verwendung der He_γ - und He_δ -Linien zur Bestimmung der Temperatur.

Abbildung 4.12 zeigt den Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Spektren zwischen 1,25 und 1,55 nm Wellenlänge. Im oberen Teil ist die Messung bei einer Di-

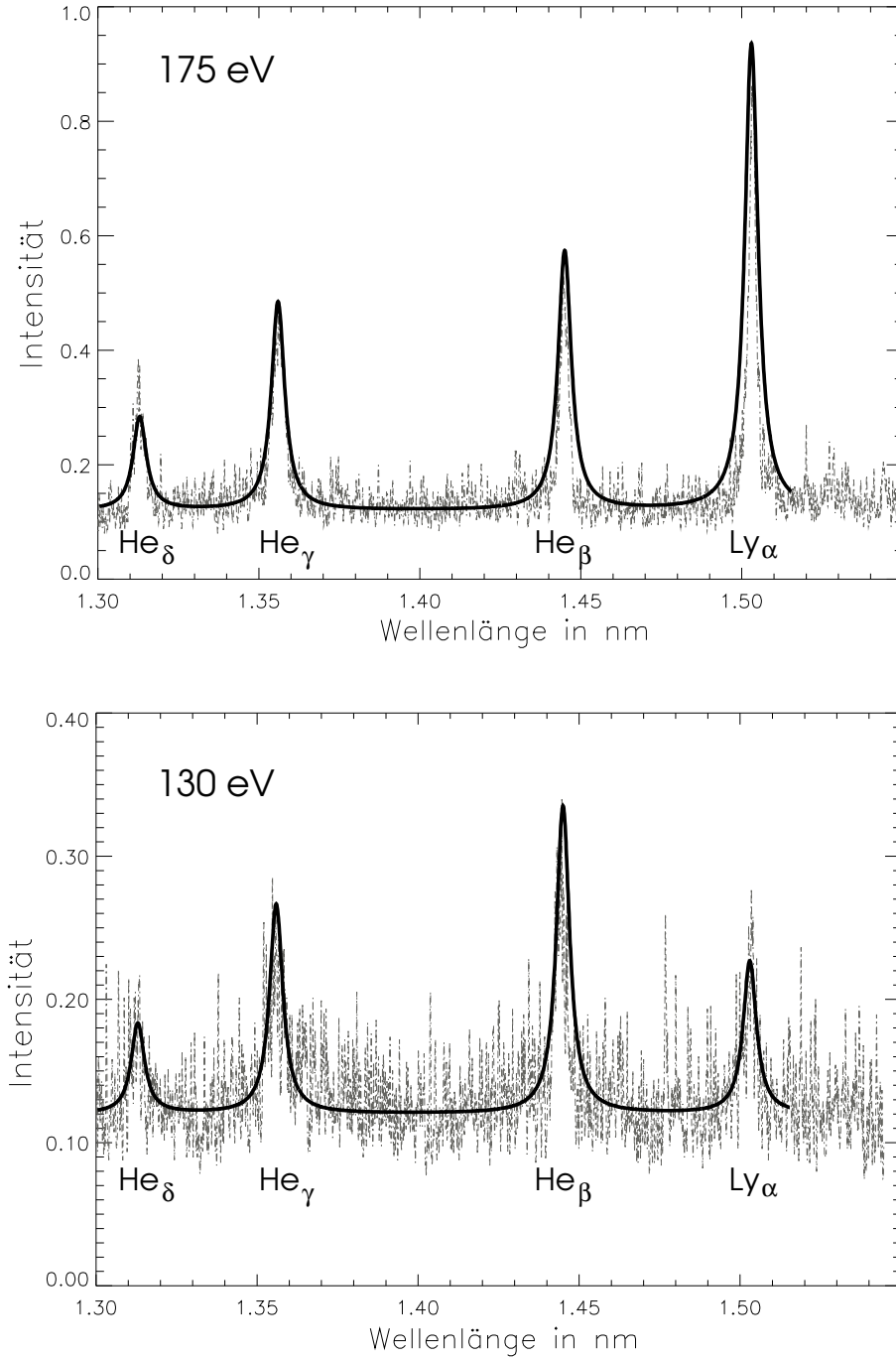


Abbildung 4.12: Vergleich zwischen gemessenen und simulierten Fluor-Spektren bei 0,33 mm (oben) und 1 mm Abstand (unten). Die Temperaturen ergeben sich zu $kT=175\text{ eV}$ im oberen Fall, wobei die Ly_α - und He_β -Linien um den Faktor 2,5 abgeschwächt wurden, um den Einfluss der optischen Dichte zu berücksichtigen. Für das untere Spektrum ergibt $kT=130\text{ eV}$, wobei aufgrund des bereits sehr niedrigen Signals der wasserstoffähnlichen Linie nur die He_β um den Faktor 2,3 abgeschwächt wurde.

stanz zur Targetebene von ca. $330\text{ }\mu\text{m}$ gezeigt, aus der eine Temperatur von 175 eV/k ermittelt worden ist. Der untere Teil zeigt die gleiche Messung in einem Abstand von ca. 1 mm , woraus sich $kT=130\text{ eV}$ ergibt.

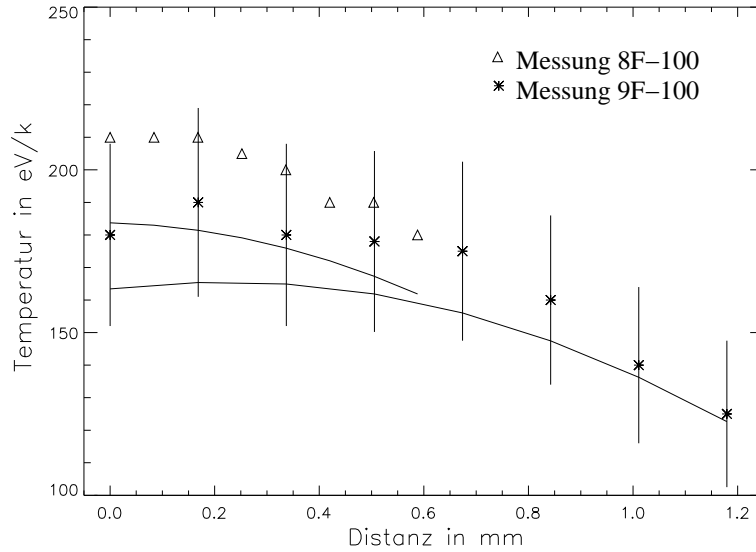


Abbildung 4.13: Räumliche Entwicklung der Plasmatemperatur in Teflon. Messung 9F-100 (Sterne) wurde exemplarisch mit Fehlerbalken angegeben. Die durchgezogenen Linien zeigen den mit einem Skalierungsfaktor analog zu Abbildung 4.8 korrigierten Verlauf an.

Aus Messungen in verschiedenen Abständen an zwei Experimenten ergibt sich ein Verlauf der Temperatur mit dem Abstand zur Targetoberfläche, der gut zu den im Kapitel 4.2.2 gefundenen Werten passt. Abbildung 4.13 zeigt eine Zusammenfassung der so ermittelten Temperaturwerte. Der Unterschied zwischen Messung A (Kreuze) und Messung B (Dreiecke) ist durch die Schwankung der Laserintensität zu erklären (wie auch bei den zeitaufgelösten Messungen). Der ermittelte Temperaturverlauf für zwei verschiedene Messungen ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Diese Werte sind mit Hilfe des reduzierten Modells ermittelt worden und daher etwas zu hoch. Ein analog zu Kapitel 4.2.2 korrigierter Temperaturverlauf ist als durchgezogene Linie dargestellt.

Unter Berücksichtigung der Ergebnisse aus diesem Abschnitt und denen aus Kapitel 4.2.2 ergibt sich ein geschlossenes Bild bezüglich der Elektronentemperaturen. Die Maximalwerte, die zum Pulsmaximum, bzw. dicht an der Targetoberfläche erreicht werden, betragen zwischen 150 und 190 eV/k . Im Verlauf von 20 ns und im

Abstand von ca. 1 mm sinken die Temperaturen bis unterhalb der hier erreichten Messmöglichkeiten, die bei 120-130 eV/k liegen.

4.3.2 Auswertung der Li-ähnlichen He_α -Satelliten

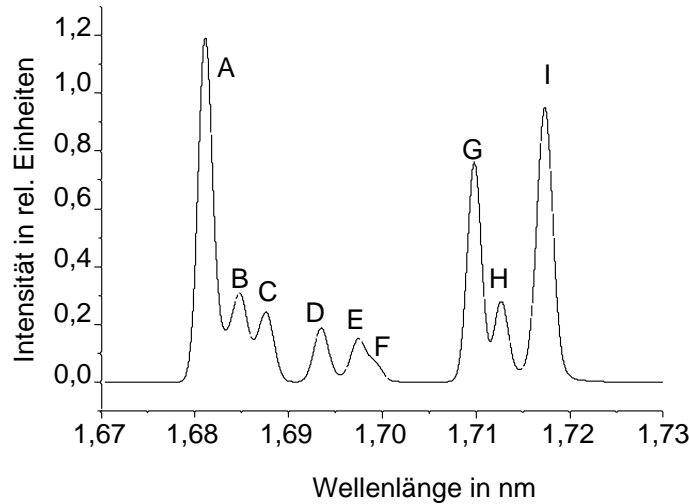


Abbildung 4.14: Definition der He_α -Satellitengruppen: A bezeichnet die Resonanzlinie. Jede Linie enthält ganze Gruppen verschiedener Satellitenlinien, die nachstehend erläutert werden.

Die mit Hilfe der Glimmerkristall-Spektrometer aufgenommenen Spektren weisen eine sehr hohe spektrale Auflösung auf. Dies ermöglicht die Beobachtung von Satellitenlinien. Aus den lithiumähnlichen Satelliten der He_α -Linie von Fluor ($1s2p \rightarrow 2s^2$ mit einem zusätzlichen Elektron in einer äußeren Schale) können Temperaturen und Dichten ermittelt werden. Anhand eines simulierten Spektrums in Abbildung 4.14 seien verschiedene Gruppen von Satellitenlinien definiert.

Das zugrundeliegende Spektrum wurde mit dem Programm MARIA simuliert⁴². Die Parameter sind $kT_e = 50 \text{ eV}$ und $n_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Bei anderen Temperaturen und Dichten sowie unter Einfluss der optischen Dichte ändern sich die Linienintensitäten. Insbesondere die Resonanzlinie, die im Falle dieser Arbeit eine optische Dichte im Bereich von 100 hat, wird im gemessenen Spektrum deutlich schwächer und breiter ausfallen als im simulierten. Höhere Elektronendichten führen zu stärkeren Satellitenlinien, während zu hohe Temperaturen zu einer geringeren Intensität der Satelliten führen (vgl. Abschnitt 2.4.1.3).

Während im Bereich der Resonanzlinie (A) und der Gruppen B und C Übergänge mit Hauptquantenzahlen des dritten Elektrons von zwei bis fünf überlagert sind, bestehen die Gruppen D,E,F und insbesondere G,H und I aus Übergängen des Typs $1s^1 2l2l' \rightarrow 1s^2 2l'$. In den Gruppen G,H und I sind die wichtigsten Vertreter:

G	1,7096 nm:	$1s^1[2s^1 2p^1 {}^3P]^2 P_{3/2} \rightarrow 1s^2 2s^1 {}^2S_{1/2}$
	1,7097 nm:	$1s^1[2s^1 2p^1 {}^3P]^2 P_{1/2} \rightarrow 1s^2 2s^1 {}^2S_{1/2}$
H	1,7122 nm:	$1s^1[2p^2 {}^3P]^2 P_{3/2} \rightarrow 1s^2 2p^1 {}^2P_{1/2}$
	1,7125 nm:	$1s^1[2p^2 {}^3P]^2 P_{3/2} \rightarrow 1s^2 2p^1 {}^2P_{3/2}$
	1,7125 nm:	$1s^1[2p^2 {}^3P]^2 P_{1/2} \rightarrow 1s^2 2p^1 {}^2P_{1/2}$
	1,7128 nm:	$1s^1[2p^2 {}^3P]^2 P_{1/2} \rightarrow 1s^2 2p^1 {}^2P_{3/2}$
I	1,7169 nm:	$1s^1[2p^2 {}^1D]^2 D_{3/2} \rightarrow 1s^2 2p^1 {}^2P_{1/2}$
	1,7172 nm:	$1s^1[2p^2 {}^1D]^2 D_{3/2} \rightarrow 1s^2 2p^1 {}^2P_{3/2}$
	1,7173 nm:	$1s^1[2p^2 {}^1D]^2 D_{5/2} \rightarrow 1s^2 2p^1 {}^2P_{3/2}$

Wie in Kapitel 2.4.1.3 beschrieben, reagiert die „H“-Liniengruppe besonders empfindlich auf Änderungen in der Elektronendichte. Unter Vernachlässigung des Einflusses von schnellen Elektronen auf das Spektrum wurden von F.B. Rosmej mit dem Programm MARIA Intensitätsverteilungen für die Liniengruppen G,H, und I berechnet. In Abbildung 4.15 sind diese für die Dichten 10^{19} , 10^{20} , 3×10^{20} und 10^{21} cm^{-3} dargestellt, wobei die absoluten Intensitäten auf das Maximum der „I“-Gruppe normiert wurden (tatsächlich sollten die absoluten Intensitäten mit zunehmender Dichte steigen). Als Temperatur wurde $kT = 100 \text{ eV}$ angenommen, was allerdings von geringer Relevanz ist, da die relativen Linienverhältnisse nicht merklich durch die Temperatur beeinflusst werden, sondern höchstens die absoluten Werte.

Wie ebenfalls in Kapitel 2.4.1.3 dargestellt, ist das relative Intensitätsverhältnis der betrachteten Liniengruppen nicht ausschliesslich von der Elektronendichte, sondern auch von dem Anteil schneller Elektronen in dem Plasma abhängig. Weiterhin ist ein lasererzeugtes Plasma ein sehr transientser Prozess, so dass die zeitlichen und räumlichen Veränderungen das Intensitätsverhältnis in einem aufgenommenen Spektrum verfälschen. Da jedoch alle erwähnten Prozesse das Spektrum auf ähnliche Weise beeinflussen, ist es möglich, eine obere Grenze für die Elektronendichte anzugeben. Aus Spektren der Fluor- He_α -Linie, die mit Glimmerkristallen erhalten wurden, konnten mehrere Satellitendaten ermittelt werden. Drei verschiedene Ausschnitte zu den hier betrachteten Liniengruppen sind in Abbildung 4.16 gezeigt. Ein Vergleich mit den gerechneten Spektren aus Abbildung 4.15 ergibt obere Grenzwerte für die Elektronendichte von ca. $3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

Bei den Spektren aus Abbildung 4.16 fällt auf, dass die Wellenlänge der „G“-Gruppe etwas zu hoch ist. Ursache ist ein leichter Fehler in der verwendeten Dispersionsrela-

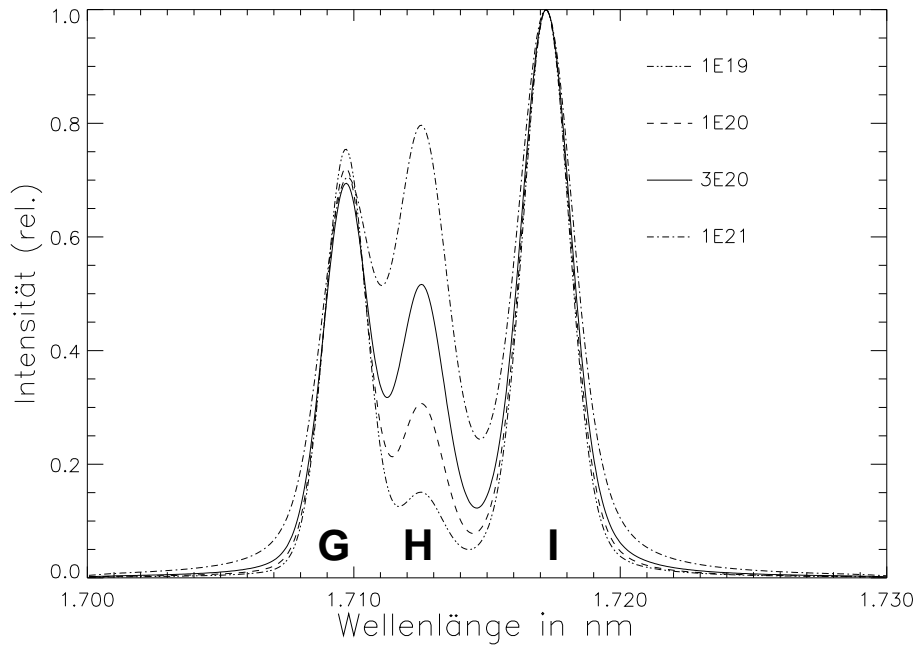


Abbildung 4.15: MARIA Simulationen zu den in dieser Arbeit mit „G“, „H“ und „I“ bezeichneten, Li-ähnlichen Satellitenlinien von Fluor. Da in der Auswertung nur die relativen Intensitätsverhältnisse benutzt werden, sind alle Spektren auf den Maximalwert der stärksten Liniengruppe („I“) normiert. Es ist klar zu erkennen, dass lediglich die mittlere Liniengruppe („H“) nennenswert von der Elektronendichte beeinflusst wird. Der Einfluss von schnellen Elektronen ist bei dieser Simulation unberücksichtigt geblieben, so dass die angegebenen Dichten einen oberen Grenzwert für Plasmen darstellt, die ein entsprechendes Spektrum aufweisen.

tion. Eine leichte Überbetonung der „G“-Gruppe ist auch durch den Anteil schneller Elektronen erklärbar, die einen starken Einfluss auf die für diese Übergänge relevante Innerschalen-Anregung ausüben. Das unterste Spektrum fällt durch eine sehr niedrige relative Intensität der „I“-Gruppe auf. Würde man nur die Gruppen „H“ und „I“ zur Auswertung der Elektronendichte heranziehen, so ergäbe sich eine Dichte von 10^{21} cm^{-3} . Eher wahrscheinlich ist jedoch eine Überbetonung der „G“- und „H“-Gruppen durch den Einfluss heißer Elektronen. Dieser kann dadurch verursacht worden sein, dass bei dem betrachteten Schuß sowohl die Fokussierung als auch die Pulsenergie im Rahmen üblicher Schwankungen zu einer überhöhten Intensität führten. Dies begünstigt die Erzeugung schneller Elektronen.

Generell ist nicht auszuschließen, dass im unmittelbaren Zentrum des Plasmas zu frühen Zeiten Elektronendichten bis zu 10^{21} cm^{-3} erreicht werden. Jedoch nimmt aufgrund der sehr hohen Temperaturen in diesem Bereich die Intensität der Satelli-

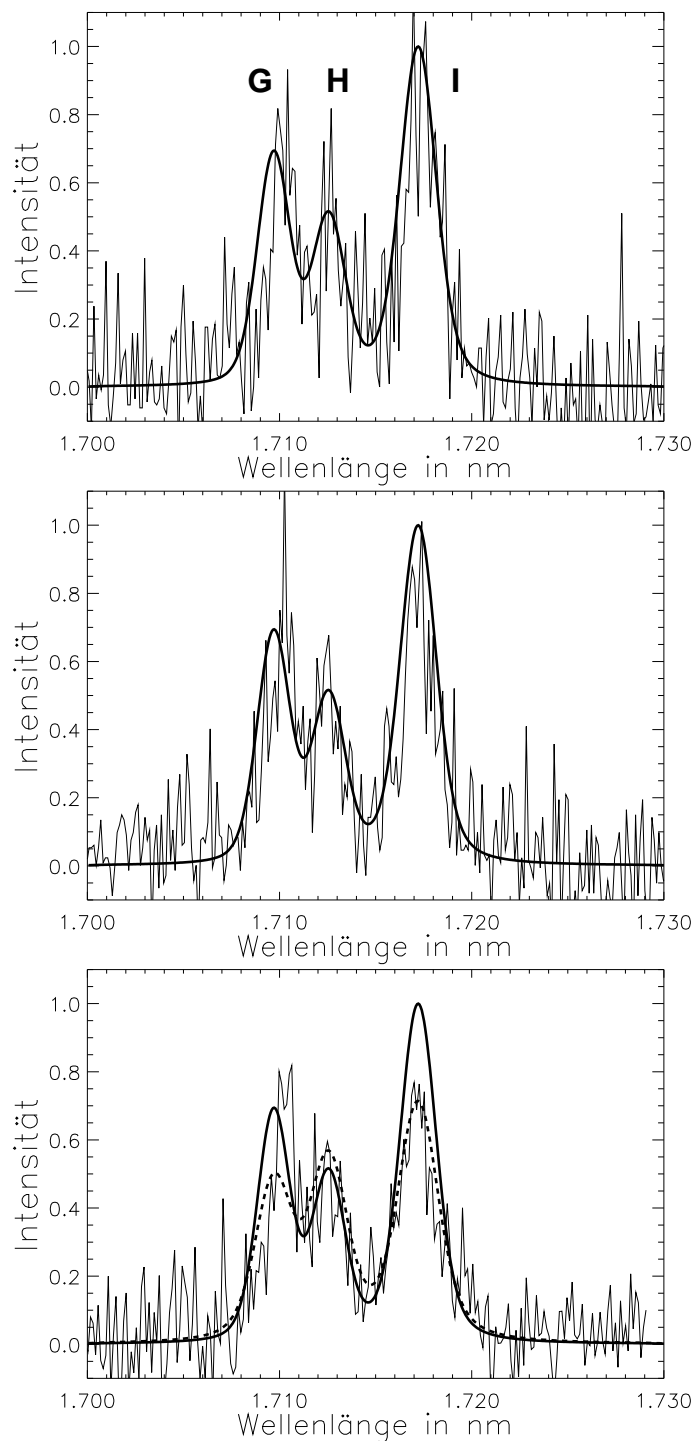


Abbildung 4.16: Vergleich von verschiedenen Messungen der Li-ähnlichen He_α -Satelliten mit simulierten Spektren. Die oberen beiden Spektren passen recht gut zu den Simulationen für $3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (durchgezogene, fett gedruckte Linie). Die gestrichelte Linie im unteren Spektrum repräsentiert die Simulation zu 10^{21} cm^{-3} .

tenlinien ab. In Anbetracht der sehr empfindlichen Entwicklung der „H“-Gruppe in Abhängigkeit von der Elektronendichte und der meist guten Übereinstimmung aller drei Gruppen mit den Spektren, die ohne schnelle Elektronen gerechnet wurden, ist die Annahme einer Elektronendichte von etwa $3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ für den Großteil des heißen, dichten Plasmas realistisch. Dieser Wert steht auch in Übereinstimmung zur maximal erreichbaren (kritischen) Dichte bei einem Nd:Glas-Laser von 10^{21} cm^{-3} .

4.4 Plasmadynamik

Bereits von Roth³⁹ und Süß² wurde angenommen, dass sich das Laserplasma vornehmlich senkrecht zur Folienebene ausdehnt. Um diese These zu prüfen, wurden Pinhole-Aufnahmen im Röntgenbereich durchgeführt, die die zeitlich integrierte Ausdehnung des heißen Plasmas darstellen. Durch das Verwenden von aluminisiertem Polypropylen als Filterfolie wurde gewährleistet, dass die aufgenommene Strahlung aus dem Bereich unterhalb von 4 nm Wellenlänge entstammt.

Eine zweite Möglichkeit zur Abschätzung der Plasma-Ausdehnung ist der Einfluss der Quellgröße des Plasmas auf die Linienbreite eines Spektrums bei den sphärisch gebogenen Glimmerkristallen. Wie in Kapitel 3.2.1 beschrieben, verursacht die Ausdehnung des Plasmas eine durch die Abbildungsgesetze der geometrischen Optik bedingte Breite der Spektrallinien. Wenn sich die Ausdehnung des Plasmas mit dem Abstand zur Targetoberfläche stark ändert, dann ist diese Veränderung an der Linienbreite bei den orts aufgelösten Spektren erkennbar, wenn man voraussetzt, dass andere Verbreiterungsmechanismen durch Temperatur oder Dichte im dünnen, abströmenden Plasma ab- und nicht zunehmen müssen.

4.4.1 Pinhole-Aufnahmen

Wie bereits in Kapitel 2.2 angesprochen, zeigt sich auf den Röntgenpinholeaufnahmen ein anderes Bild, als man es bei einer rein thermisch verursachten Expansion des Laserplasmas erwarten würde. Zumindest die heiße Region des Plasmas, die im XUV bzw. weichen Röntgenbereich beobachtbar ist, breitet sich vornehmlich senkrecht zur Targetebene aus. Zwar sind die Pinhole-Aufnahmen zeitintegriert über die gesamte Lebensdauer des Plasmas von einigen zehn Nanosekunden (die Empfindlichkeit der DEF-Filme ist höher als die der Röntgen-Streakkamera, zumal die Strahlung im Pinhole nicht spektral separiert wird), so dass die Ausdehnung des Plasmas auf den Aufnahmen keinen direkten Aufschluß über die Ausdehnung zu Zeiten der Ionenstrahl-Wechselwirkung gibt. Die Form des abströmenden Plasmas lässt aber klar erkennen, dass die transversale Ausdehnung der lateralen Ausdehnung klar untergeordnet ist.

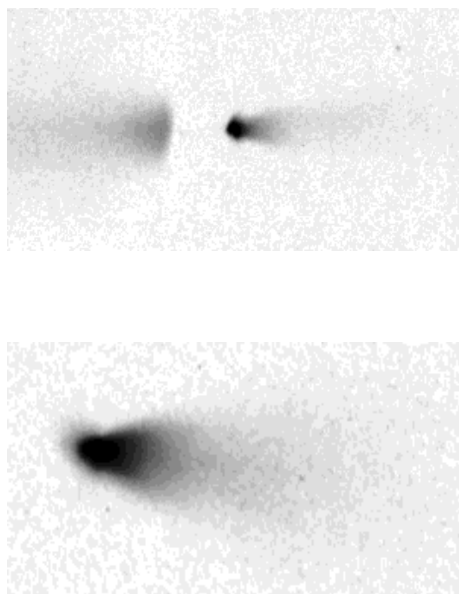


Abbildung 4.17: Röntgenpinhole Aufnahmen zweier Experimente. Die obere Abbildung wurde unter ca. 30° zur Targetoberfläche aufgenommen. Die untere Aufnahme wurde steil unter ca. 65° zur Targetoberfläche aufgenommen. Da dies Negativ-Aufnahmen sind, steht eine hohe Schwärzung für hohe Intensität.

Die in Abbildung 4.17 dargestellten Aufnahmen belegen die Annahme der eindimensionalen Expansion. Die obere Abbildung wurde unter einem flachen Winkel von 30° zur Targetoberfläche aufgenommen, so dass auch die rückwärtige Ausdehnung des Plasmas teilweise sichtbar ist, die ansonsten vollständig durch die kalte Folie und den Targethalter abgeschattet werden. Auch auf der unteren Aufnahme ist eine klare Tendenz zur eindimensionalen Expansion nachvollziehbar, wobei der steile Aufnahmewinkel von ca. 65° dies weniger deutlich werden lässt: Der schwach leuchtende, äußere Bereich des Plasmas ist näher am Detektor, weshalb das Bild verzerrt wird. Da die untere Aufnahme einen größeren Abbildungsmaßstab besitzt und steiler aufgenommen wurde, ist das rückwärtig abströmende Plasma nicht sichtbar.

4.4.2 Einfluss der Quellgröße auf Röntgenspektren

Die Linienbreite der Spektren, die mit Glimmerkristallen aufgenommen wurden, wird sowohl durch atomphysikalische Prozesse der Linienverbreiterung (v.a. Doppler-Verbreiterung) als auch durch die Quellgröße bestimmt. Eine Vervielfachung der Quellgröße muss sich in der Linienbreite niederschlagen. Die Analyse der He_α -Linie

führt jedoch zu keinerlei messbarer Erhöhung der Quellgröße, selbst in einem Abstand von mehreren Millimetern von der Targetebene. Abbildung 4.18 zeigt eine Aufnahme der He_α -Linie und ihrer Satelliten. Die horizontale Achse zeigt die spektrale Entwicklung und die Vertikale liefert eine räumliche Auflösung senkrecht zur Targetebene. Für beide Achsen sind Orientierungslinien eingezeichnet, die Aufschluss über die Ausdehnung des Plasmas geben sollen.

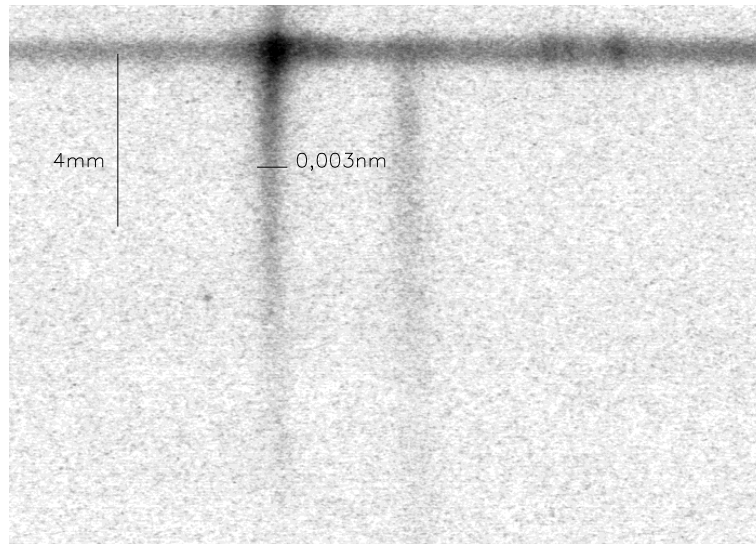


Abbildung 4.18: Ortsaufgelöste Aufnahme eines He_α -Spektrums. Zur Abschätzung der räumlichen Ausdehnung lateral (Vertikale) und transversal (Horizontale, bzw. spektrale Achse) sind Orientierungslinien eingezeichnet. Es ist zu beachten, dass die transversale Breite sowohl durch die Ausdehnung des Plasmas als auch durch die spektrale Verbreiterung verursacht wird.

Bei der Interpretation von Abbildung 4.18 muss berücksichtigt werden, dass die horizontale Ausdehnung keine wirkliche geometrische Ausdehnung des Plasmas sondern eine Überlagerung von geometrischer Ausdehnung (Quellgröße) und spektraler Verbreiterung darstellt. Die Linienbreite steigt nicht mit dem Abstand von dem Target an. In einem Abstand von ca. 0,5 mm ergibt sich eine integrale Linienbreite (Quellgröße + spektrale Linienverbreiterung) von $2,5 \times 10^{-3}$ nm. Dieser Wert nimmt mit dem Abstand vom Target ab, da das Plasma dünner und kälter wird. Die spektrale Abnahme der Linienbreite kann nicht durch eine Ausdehnung des Plasmas kompensiert werden. Abbildung 4.19 zeigt Messpunkte, die aus Abbildung 4.18 gewonnen wurden.

Um einen Rückschluss von der Linienbreite auf die transversale Ausdehnung des

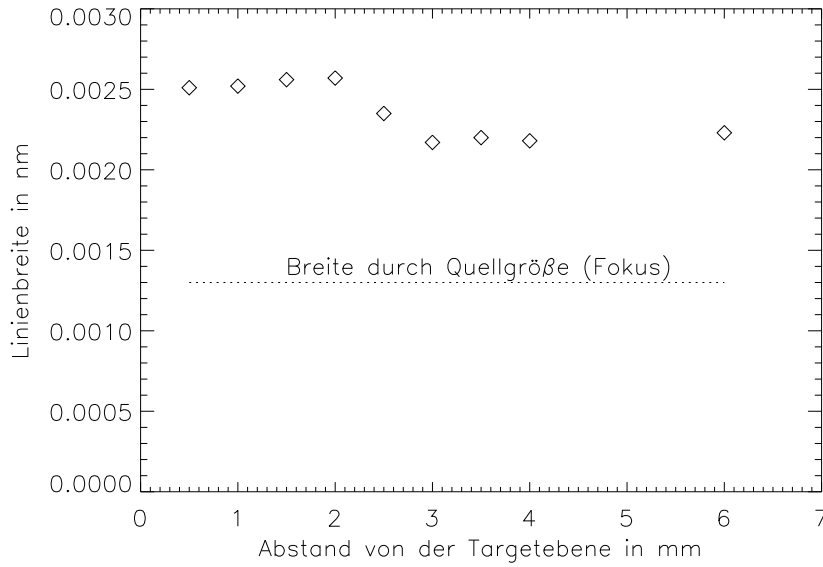


Abbildung 4.19: Breite der He_α -Linie in Abhängigkeit von dem Abstand zur Targetebene. Die angegebenen Breiten enthalten sowohl die Auswirkung der Quellgröße als auch die spektrale Verbreiterung in der Abbildung.

Plasmas vornehmen zu können, muss der Abbildungsmaßstab in der Horizontalen bekannt sein. Dies ist auf direktem Wege nicht möglich, jedoch liefert die Breite der optisch dünnen Satellitenlinien eine Abschätzung. Die Linienbreite der Satelliten beträgt etwa $1,6 \times 10^{-3} \text{ nm}$. Schätzt man den Einfluß von Verbreiterungsmechanismen gemäß Kapitel 2.4.1.4 mit etwa $3 \times 10^{-4} \text{ nm}$ ab, so ergibt sich eine Verbreiterung des Spektrums aufgrund der Quellgröße von $\Delta\lambda/r \approx 1,3 \times 10^{-3} \text{ nm}/r_{\text{fokal}}$.

Selbst in dem Extremfall, dass in 3-6 mm Abstand keine spektrale Verbreiterung der Linie mehr vorliegt, wäre die transversale Quellgröße an dieser Stelle nur um 70 % angestiegen, während sich die laterale Ausdehnung des Plasmas um den Faktor 800 vergrößert hat.

Da die He_α -Linie eine besonders hohe optische Dichte hat, kann aus den gemessenen Verbreiterungen keine Information bezüglich Temperatur oder Elektronendichte extrahiert werden, wie bereits in den vorhergehenden Kapiteln beschrieben wurde.

4.4.3 Laterale Ausdehnung und Abströmgeschwindigkeit

Setzt man die Lebensdauer des Plasmas aus Kapitel 4.2.4 als „Leuchtdauer“ mit der lateralen Ausdehnung des Plasmas in Beziehung, so kann man eine Abschätzung über die Abströmgeschwindigkeit des Plasmas, bzw. die Schallgeschwindigkeit treffen. Die räumliche Entwicklung der lateralen Ausdehnung, die anhand der räumlich aufgelösten Spektroskopie über die He_α -Linie des Fluors ermittelt wurde, ist in Abbildung 4.20 gezeigt.

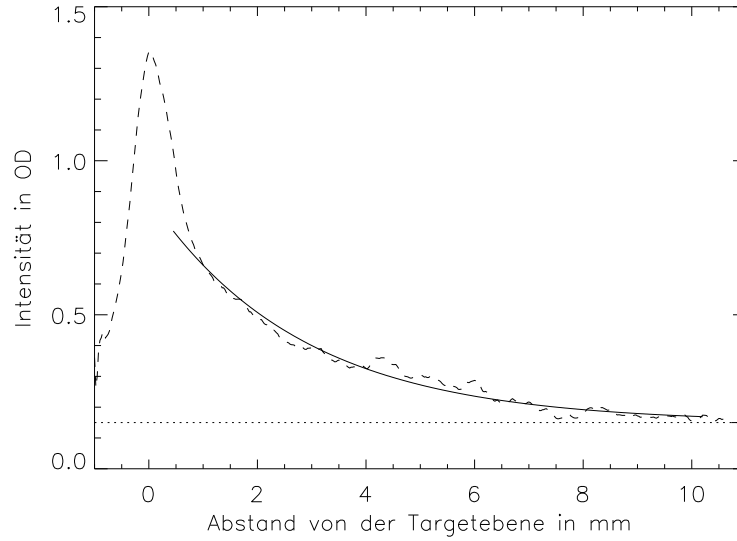


Abbildung 4.20: Räumliche Entwicklung der He_α -Linie. Die Intensitäten sind in Einheiten der optischen Dichte des Films (OD) aufgetragen. Die Messkurve ist gestrichelt dargestellt, während die durchgezogene Kurve einen Exponentialfit wiedergibt ($I \propto \exp(x/2,8 \text{ mm})$). Die gepunktete Linie gibt den Untergrund durch die Trübung des Films an.

Die charakteristische Ausdehnung, bei der die Intensität auf dem Film bis auf den Wert $1/e$ abgefallen ist, beträgt 2,8 mm. Die maximale Zeit, in der die He_α -Linie beobachtet wurde, beträgt ca. 30 ns, woraus sich eine mittlere Geschwindigkeit von 93 km/s ergibt. Nach Gleichung (2.2) errechnet sich die Schallgeschwindigkeit für heliumähnliches Fluor bei $kT = 150 - 200 \text{ eV}$ zu Werten von $c_s = 94\text{--}108 \text{ km/s}$. Der Exponentialfit in Abbildung 4.20 enthält dabei drei Fehlerquellen:

- Die Dauer τ der von DEF-Film nachweisbaren Emission kann länger sein als bei der Streak-Kamera (\rightarrow Abschätzung zu hoch).

- Das Bild ist zeitintegriert, so dass eigentlich ein Integral $\int_{t=0}^{\tau} \exp(ax/t) dt$ angefitet werden müsste .
- Die Emissivität des Plasmas wird unabhängig von der Entfernung zum Target als proportional zur Dichte angenommen (\rightarrow Abschätzung zu niedrig).

Im Rahmen der Fehler dieser Abschätzung stimmt der gemessene Wert mit dem berechneten Wert der Schallgeschwindigkeit überein. Daraus folgt, dass die laterale Expansion thermisch dominiert ist, während die transversale Expansion unterdrückt wird. Ursachen hierfür können, wie in Kapitel 2.2 erwähnt, durch Magnetfelder im Plasma entstehen. Darüber hinaus wurden auch noch schnellere Komponenten in ähnlichen Plasmen gefunden. So wurden unter vergleichbaren Bedingungen mit demselben Lasersystem in massivem Fluor (2 mm Dicke) Ionen mit bis zu 2,5 MeV/u anhand richtungsabhängiger Dopplerverschiebung gemessen. Diese hochenergetischen Plasmaionen wurden vornehmlich senkrecht zur Targetebene gemessen. Es war keine Dopplerverschiebung parallel zur Targetebene messbar⁴³.

Kapitel 5

Resümee und Ausblick

Die in dieser Arbeit geschilderten Experimente beleuchten erstmalig nicht nur die Wechselwirkung von Ionenstrahlen mit lasergeheizten Folien, sondern gleichzeitig auch noch detailliert die Plasmaparameter des Targets. Teflontargets haben sich als modifizierte Targets bewährt, da sie durch verschiedene diagnostische Methoden untersucht werden können und ebenso wie Kohlenstofffolien zur Untersuchung des Energieverlustes geeignet sind.

5.1 Erwartungen und Ergebnisse

Die in dieser Arbeit geschilderten Experimente verstehen sich als weiterer Schritt, das Wesen der Wechselwirkung zwischen Schwerionenstrahlen und ionisierter Materie zu verstehen. Entsprechend sind sie in den Rahmen vorangegangener und kommender Experimente eingebettet, so dass der Zusammenhang mit früheren Ergebnissen hergestellt, und die Implikationen für weitere Experimente ausgearbeitet werden müssen.

Die ersten Experimente von Roth lieferten ein umfassendes Bild des Energieverlustes von schweren Ionen in Kohlenstoff und erste, vornehmlich durch Simulationen erhaltene Annahmen für die Temperatur und Dichte des Plasmas. Die in dieser Arbeit zur Verfügung stehenden, etwas höheren Intensitäten erlaubten nun die Erweiterung dieser Daten zu dickeren Folien. Dabei zeigte sich, dass die Erhöhung des Energieverlustes im Plasma gegenüber der Folie mit zunehmender Dicke abnimmt. Grundsätzlich stimmen die Ergebnisse dieser Arbeit jedoch sehr gut mit den Resultaten von Roth überein.

Die Plasmaparameter, die von Roth angenommen wurden, beziehen sich vor allem auf MULTI2D-Simulationen und die Ergebnisse von VUV-Spektroskopie an heli-umähnlichem Kohlenstoff. Letzteres konnte allerdings nur für relativ späte Zeiten

(mehrere zehn Nanosekunden nach dem Zünden des Plasmas) realisiert werden. Dabei ergaben sich $kT_{max} \approx 60$ eV und $n_e^{(>50\text{ ns})} \leq 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Der heliumähnliche Ladungszustand war dominant.

Wegen der etwas höheren Kernladung von Fluor (neun anstatt sechs) ist nicht mit denselben Werten zu rechnen. Die Dichte und mittlere Elektronenkonfiguration sind jedoch ähnlich. In dieser Arbeit ergibt sich über weite Bereiche ebenfalls eine Dominanz der heliumähnlichen Ionen (in diesem Falle Fluor) bei einer Elektronendichte von $3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, die zu ganz frühen Zeiten und im heißen Zentrum übertroffen werden kann. Dies entzieht sich jedoch den momentanen Beobachtungsmöglichkeiten. Die zeitlich aufgelöste Spektroskopie zeigt, dass in frühen und heißen Bereichen des Plasmas der Anteil wasserstoffähnlicher Ionen in der gleichen Größenordnung liegt wie der von heliumähnlichen Ionen. Die Temperatur in Teflon fällt sehr viel höher aus, als dies im Kohlenstoff angenommen wird. Mit 120-200 eV werden 2-3 mal höhere Temperaturen erreicht.

Die ebenfalls durch MULTI2D gestützte Annahme, dass das Plasma hauptsächlich eindimensional expandiert, wurde durch die abbildenden Diagnostiken in dieser Arbeit bestätigt. Sowohl Pinhole-Aufnahmen als auch die räumlich aufgelöste Spektroskopie zeigen dieses Verhalten.

5.2 Erkenntnisse

Der Einsatz von sphärisch gebogenen Glimmerkristallen und einem Gitter mit variablen Strichabständen zur Spektroskopie hat sich zur Bestimmung von Plasmaparametern am Z6-Messplatz bewährt. Die Voraussetzungen, die durch das *nhelix*-Lasersystem erzeugte Plasmen bieten, passen von Temperatur, Dichte und Lebensdauer sehr gut zu diesen Diagnostiken, so dass umfassende Messungen von XUV-Spektren mit räumlicher und zeitlicher Auflösung aufgenommen werden konnten.

Die höchsten Plasmatemperaturen existieren nur, solange der Laser heizt. Danach fallen die Temperaturen so stark ab, dass XUV-Spektroskopie nicht mehr möglich ist. Der gemessene erhöhte Energieverlust passt jedoch von seiner dynamischen Entwicklung genau zu diesem Verhalten. Temperaturen jenseits der 100 eV mit den damit verbundenen hohen Ionisationszuständen, bzw. dem hohen Anteil freier Elektronen im Plasma, existieren nur für 30-40 ns. Nach 50-60 ns unterschreitet bereits der Energieverlust des Schwerionenstrahles den ursprünglichen Folienwert.

Die Ermittlung der Plasmaparameter bedarf der sorgfältigen Prüfung des jeweils verwendeten Modells. Das hier verwendete Modell einer modifizierten SAHA-Gleichung

zur temperaturabhängigen Bestimmung des Ladungszustandes der Targetionen kann im Rahmen eines Fehlers von etwa 20 % für Fluor oder Aluminium eingesetzt werden. Für wesentlich leichtere oder wesentlich schwerere Elemente ist das Modell nicht mehr geeignet. Für benachbarte Elemente muss das Modell gegebenenfalls durch aufwendigere, exaktere Modelle überprüft oder modifiziert werden. Ebenso versagt das Modell bei sehr hohen Dichten ($n_e \gg 10^{21} \text{ cm}^{-3}$), besonders bei leichten Elementen, da hier der Einfluß von Dreikörper-Rekombination dominiert, der in der modifizierten SAHA-Gleichung ungenügend berücksichtigt wird. Letztlich gilt das Modell nicht für sehr niedrige Ladungszustände, da bei Vielelektronensystemen die Voraussetzungen durch das wasserstoffähnliche Modell nicht mehr erfüllt sind.

In dieser Arbeit liefert das verwendete Modell nach Alaterre zusammen mit einer Annahme der Boltzmannverteilung von höheren angeregten Energieniveaus gute Ergebnisse. Es ermöglicht, durch zeitlich und räumlich aufgelöste Spektroskopie ein geschlossenes und detailliertes Bild der Temperaturentwicklung zu erhalten. Die darauf basierende Auswertung von Spektren kann zeitnah oder sogar während eines Experimentes durchgeführt werden.

5.3 Implikationen für künftige Experimente

Bei künftigen Experimenten zur Wechselwirkung von Schwerionen mit lasergeheizten Plasmen sollten die Plasmaparameter mit XUV-Spektrometern simultan aufgenommen werden. Der Einsatz vereinfachter atomphysikalischer Modelle, wie dem „reduzierten Modell“, das in dieser Arbeit verwendet wurde, können zu schnellen Aussagen über die Eigenschaften des Plasmas verhelfen.

In diesem Zusammenhang ist der Einsatz neuer Targetmaterialien zu diskutieren. Da Teflon nicht in dünneren Folien als $5 \mu\text{m}$ erhältlich ist, scheidet es für weitere Messungen des Energieverlustes aus. Um jedoch den künftigen Einsatz von Glimmerspektrometern **und** Gitterspektrometern gewährleisten zu können, sollte eine Möglichkeit geprüft werden, Fluor als Beimischung in Kohlenstofffolien einzusetzen. Die dadurch verursachte Abnahme der Intensität der Fluorlinien gegenüber einem Teflontarget muss eventuell durch eine modifizierte Geometrie des Experiments kompensiert werden. Ebenso kann der Einsatz anderer Filter (z.B. Beryllium) die Effizienz der Spektrometer steigern. Damit könnte dann auch die spektrale Auflösung des Gitterspektrometers verbessert werden, indem dünnere Eingangsspalte verwendet werden.

Literaturverzeichnis

- [1] M. Roth, C. Stöckl, W. Süß, O. Iwase, D.O. Gericke, R. Bock, D.H.H. Hoffmann, M. Geißel, W. Seelig:
Energy Loss of Heavy Ions in Laser Produced Plasmas,
EuroPhysics Letters **50** (2000) 28
- [2] W. Süß:
Experimentelle Bestimmung der Ladungsverteilung von Schwerionen nach Wechselwirkung mit dichten, lasererzeugten Plasmen,
Dissertation, TU-Darmstadt (1999)
- [3] K.-G. Dietrich, D.H.H. Hoffmann, H. Wahl, C.R. Haas, H. Kunze, W. Brandenburg, R. Noll:
Energy Loss of Heavy Ions in a Dense Hydrogen Plasma,
Zeitschrift der Physik **D16** (1990), 229
- [4] K.-G. Dietrich, D.H.H. Hoffmann, E. Boggasch, J. Jacoby, H. Wahl, M. Elfers, C.R. Haas, V.P. Dubenkov, A.A. Golubev:
Charge State of Heavy Ions in a Hydrogen Plasma,
Physical Review Letters **69** (1992) 3623
- [5] J. Jacoby, D.H.H. Hoffmann, W. Laux, R.W. Müller, H. Wahl, K. Weyrich, E. Boggasch, B. Heimrich, C. Stöckl, H. Wetzler, S. Miyamoto:
Stopping of Heavy Ions in a Hydrogen Plasma,
Physical Review Letters **64** (1995) 1550
- [6] H. Wetzler, W. Süß, C. Stöckl, A. Tauschwitz, D.H.H. Hoffmann:
Density Diagnostics of an Argon Plasma by Ion Beams and Spectroscopy,
Laser and Particle Beams **15** (1997) 449
- [7] H.-D. Betz:
Heavy ion charge states,
Applied Atomic Collision Physics **4**, Academic Press, Orlando, 1983.

- [8] Th. Peter:
Energieverlust von Schwerionenstrahlen in dichten Plasmen,
Dissertation, MPQ, 1988
- [9] C. Stöckl, O. Boine-Frankenheim, M. Roth, W. Süß, H. Wetzler, W. Seelig,
M. Kulish, M. Dornik, W. Laux, P. Spiller, M. Stetter, S. Stöwe, J. Jacoby and
D.H.H. Hoffmann:
Interaction of heavy ion beams with dense plasmas
Laser and Particle Beams **14**/4 (1996) 561
- [10] H.A. Bethe:
Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie,
Annalen der Physik **5**, 325 (1930)
- [11] B. Kärcher:
Atomphysikalische Beschreibung Ionenstrahl-erzeugter Plasmen,
Dissertation, TU München, MPQ-Report **158** (1991)
- [12] R. Ramis, R. Schmalz, J. Meyer-ter-Vehn:
MULTI - A computer code for one-dimensional multigroup radiation hydrody-
namics
Max-Planck Institut für Quantenoptik, Garching, Report MPQ110, 1986
- [13] J.D. Huba:
NRL Plasma Formulary
NRL/PU/6790-94-265, Naval Research Laboratory, Washington, DC (1994)
- [14] S. Eliezer:
The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas,
Institute of Physics Publishing, Bristol (2002)
- [15] C.E. Max:
Physics of Laser Fusion Volume I: Theory of the Coronal Plasma in Laser
Fusion Targets,
UCRL-53107, Rev. 1, Lawrence Livermore National Laboratory (1982)
- [16] D.W. Forslund and J.U. Brackbill:
Magnetic-Field-Induced Surface Transport on Laser-Irradiated Foils
Physical Review Letters **48**/23, 1614-1617 (1982)
- [17] J.C. Slater:
The Theory of Complex Spectra
Physical Review **34**/10, 1293 ff. (1929)

- [18] L. Bergmann, C. Schäfer:
Lehrbuch der Experimentalphysik - Bd.IV: Der Aufbau der Materie, Teil 2
2. Auflage, De Gruyter, Berlin (1980)
- [19] M.L. Wiese, M.W. Smith, and B.M. Glennon:
Atomic Transition Probabilities, Vol. I: Hydrogen Through Neon
NSRDS-NBS4 (1966)
- [20] M.L. Wiese, J.R. Fuhr, and T.M. Deters:
Atomic Transition Probabilities of Carbon, Nitrogen, and Oxygen
Journal of Physical and Chemical Reference Data, Monograph No. 7 (1996)
- [21] H.R. Griem:
Plasma Spectroscopy
McGraw-Hill, New York, 1964
- [22] <http://www-cfadc.phy.ornl.gov/meibel/home.html>
- [23] <http://www-cfadc.phy.ornl.gov/xbeam/xbmintro.html>
- [24] <http://www.eeel.nist.gov/811/refdata/index.html>
- [25] D. Salzmann:
Population probabilities of the excited levels of ions in a steady-state plasma.
I. Basic equations and Results
Physical Review A **20**/4, 1704-1712 (1979)
- [26] D. Salzmann:
Population probabilities of the excited levels of ions in a steady-state plasma.
II. Comparison to quasi-steady-state calculations
Physical Review A **20**/4, 1713-1716 (1979)
- [27] F.B. Rosmej, R. Stamm, V.S. Lisitsa:
PIIM-Report, University of Marseille (2002)
- [28] P. Alaterre, H. Pépin, R. Fabbro, and B. Faral:
X-ray conversion efficiency as a function of atomic number for 0.26- μ m-laser-irradiated targets,
Physical Review A **34**/5, 4184-4194 (1986)
- [29] A.G. Michette and C.J. Buckley:
X-Ray Science and Technology,
Institute of Physics Publishing, Bristol, UK (1993)

- [30] D. Duston, J.E. Rogerson, J. Davis, and M. Blaha:
Dense plasma effects on K-shell dielectronic satellite lines,
Physical Review A **28**/5, 2968-2980 (1983)
- [31] M.L. Wiese, M.W. Smith, and B.M. Miles:
Atomic Transition Probabilities, Vol. II: Sodium Through Calcium
NSRDS-NBS22 (1969)
- [32] F.B. Rosmej:
Hot electron x-ray diagnostics,
Journal of Physics B: At. Mol. Opt. Phys. **30**, L819-L827 (1997)
- [33] H.R. Griem:
Semiempirical Formulas for the Electron-Impact Widths and Shifts of Isolated Ion Lines in Plasmas
Physical Review **165**, 258-266 (1968)
- [34] P. Pirzadeh:
Strahloptimierung am Hochenergielasersystem nhelix durch Raumfrequenzfilterung,
Diplomarbeit, TU-Darmstadt (2000)
- [35] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark:
The Stopping and Range of Ions in Solids,
Pergamon Press, New York (1985/1999)
- [36] <http://www-cxro.lbl.gov>
- [37] A. Saemann und K. Eidmann:
Absolute Calibration of a Flat Field Spectrometer in the Wavelength Range 10-70 Å,
Review of Scientific Instruments **69**/5, 1949 (1998)
- [38] M. Ogawa:
Energy Loss of 6 MeV/u ⁵⁶Fe Ions in Z-Pinch Helium Plasma as a Function of Charge State and Plasma Density,
Inertial Fusion Sciences and Applications 2001, 597-601,
ISBN 2-84299-407-8, Elsevier, Paris (2002)
- [39] M. Roth:
Experimentelle Bestimmung des Energieverlustes schwerer Ionen in lasererzeugten Plasmen,
Dissertation, TU-Darmstadt, 1997

- [40] V.A. Boiko, A.V. Vinogradov, S.A. Pikuz, I.Yu. Skobelev, and A.Ya. Faenov:
Journal of Soviet Laser Research **6**/2, 85-290 (1985)
- [41] O.N. Rosmej, J. Wieser, M. Geissel, F. Rosmej, A. Blazevic, J. Jacoby, E. Dewald, M. Roth, E. Brambrink, K. Weyrich, D.H.H. Hoffmann, T.A. Pikuz, A.Ya. Faenov, A.I. Maginov, I.Yu. Skobelev, N.G. Borisenko, V.P. Shevelko, A.A. Golubev, A. Fertman, V. Turtikov, B.Yu. Sharkov:
X-ray spectromicroscopy of fast heavy ions and target radiation,
Nucl. Instr. Meth. A **495**, 29-39 (2002)
- [42] Persönliche Gespräche mit F.B. Rosmej.
- [43] F.B. Rosmej, D.H.H. Hoffmann, W. Süß, M. Geißel, P. Pirzadeh, M. Roth, W. Seelig, A.Ya. Faenov, T.A. Pikuz, I.Yu. Skobelev, A.I. Magunov, R. Bock, U.N. Funk, U. Neuner, S. Udrea, A. Tauschwitz, and N.A. Tahir:
Observation of MeV ions in long-pulse, large-scale laser-produced plasmas
JETP Letters **70**/4, 270-276 (1999)

Hiermit versichere ich, dass dies mein erster Promotionsversuch ist,
und dass ich die vorliegende Dissertation selbständig verfasst und nur
die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

(Matthias G e i ß e l)

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Matthias Geißel
Wohnort: Hochstraße 21
36304 Alsfeld
Geboren am 13. September 1970 in Alsfeld
Eltern: Helmut Geißel (kaufm. Angestellter)
und Doris Geißel, geb. Kroll (Hausfrau)
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: ledig

Schulbildung

1977-1983 Grundschule und Förderstufe an der Stadtschule Alsfeld
1983-1990 Albert Schweitzer Schule Alsfeld (Gymnasium)

Wehrdienst

02.07.1990-30.06.1991 Grundwehrdienst bei 4./PzBtl 143 und 1./PzBtl 141 (Stadtallendorf)

Studium

1991-1997 Physikstudium an der Technischen Hochschule Darmstadt
1995-1997 Diplomarbeit am Institut für Angewandte Physik der Technischen Hochschule Darmstadt bei Prof. Dr. W. Seelig
Thema der Diplomarbeit:
*Plasmadiagnostik an einer wandstabilisierten Argon-Plasmalinse**
27.06.1997 Diplomprüfung
1997-2002 Doktorarbeit am Institut für Angewandte Physik der Technischen Universität Darmstadt bei Prof. Dr. W. Seelig
Thema der Arbeit:
*Untersuchung lasergeheizter Plasmen für Wechselwirkungsexperimente von Schwerionen mit ionisierter Materie**

*(Durchführung an der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH in Darmstadt-Arheilgen)

Arbeitsstellen

01.09.-31.12.1997 Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Universität Erlangen-Nürnberg
1998-1999 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für angewandte Physik der Technischen Universität Darmstadt (GSI-Hochschulprogramm)
seit 2000 Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt

Danksagung

Vor allem danke ich Herrn Prof. Dr. Wolfgang Seelig am Institut für Angewandte Physik an der Technischen Universität Darmstadt für die Überlassung der Arbeit, sowie für die Möglichkeit, meine Tätigkeit an der Gesellschaft für Schwerionenforschung durchführen zu können. An gleicher Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. Dr.h.c./RUS Dieter H.H. Hoffmann vom Institut für Kernphysik für die Aufnahme in die Abteilung Plasmaphysik der GSI und die Möglichkeit, in der Abteilung Strahlen- und Kernphysik an der TU Darmstadt mitarbeiten zu können, danken. Beide Professoren ließen mir jede mögliche Unterstützung zukommen und waren stets am Fortgang meiner Arbeit interessiert.

Ich danke auch besonders Herrn Dr. Markus Roth für seine fachliche und persönliche Hilfe während der Zeit meiner Doktorarbeit. Ich habe sein Engagement für mich und andere Kollegen, das auch über den Rahmen der jeweiligen Doktor- oder Diplomarbeit hinaus geht, sehr zu schätzen gelernt.

Herrn Priv. Doz. Dr. habil. Frank B. Rosmej danke ich sehr für seine Unterstützung bei der Auswertung der spektroskopischen Messungen und für das Wissen, dass er mir zu diesem Thema vermittelt hat.

Ein großer Dank geht an Herrn Dr. Abel Blažević für die Hilfe zum Verständnis der Wechselwirkung schwerer Ionen mit Plasmen und an Herrn Dipl. Phys. Erik Brambrink für so manche Diskussion und für sein unermüdliches Engagement in den Strahlzeiten, auch und vor allem in der Phase, als meine Zuversicht einen Tiefpunkt erreicht hatte.

Vielen Dank an die Herren Gabriel Schaumann, Dr. Jochen Wieser und Dipl. Phys. Pascal Pirzadeh sowie Frau Malene Rytter für ihre engagierte Mitarbeit in den Strahlzeiten!

Den Herren Dr. Christian Stöckl und Dr. Wolfram Süß möchte ich für ihre Unterstützung und Hilfestellung in der Anfangsphase meiner Arbeit danken.

Herrn Prof. Dr. Anatoly Ya. Faenov und Frau Dr. Tanja Pikuz sowie Frau Dr. Olga Rosmej möchte ich sehr für die gemeinsamen Spektroskopie-Experimente mit Glimmer-Kristallen und die dabei gewonnenen Erfahrungen auf diesem Gebiet danken.

Ich möchte ein dickes „Dankeschön“ an die ganze Abteilung Plasmaphysik an der GSI für eine ganz besonders gute Zeit in den letzten Jahren aussprechen. Die Hilfsbereitschaft, Achtung und Freundschaft, die ich in dieser Gruppe erfahren habe, gehören sicherlich zu den wichtigsten Eindrücken, die ich aus meiner Doktorandenzeit mitnehmen werde.

Schließlich gilt ein ganz besonderer Dank meinen Eltern, die mir ermöglicht haben, diesen beruflichen Weg einzuschlagen. Sie waren mir in allen Höhen und Tiefen der letzten Jahre ein unverzichtbarer Rückhalt.